



Amélioration des méthodes de contrôle dimensionnel et d'alignement pour le procédé de lithographie à double patterning pour la technologie 14 nm

Damien Carau

► To cite this version:

Damien Carau. Amélioration des méthodes de contrôle dimensionnel et d'alignement pour le procédé de lithographie à double patterning pour la technologie 14 nm. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Grenoble Alpes, 2015. Français. NNT : 2015GREAT072 . tel-01230982

HAL Id: tel-01230982

<https://theses.hal.science/tel-01230982>

Submitted on 19 Nov 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Nano-électronique et Nano-technologies**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Damien CARAU

Thèse dirigée par **Cécile GOURGON** et
codirigée par **Maxime BESACIER** et **Christophe DEZAUZIER**

préparée au sein du **Laboratoire des Technologies de la
Microélectronique (LTM)** et de **STMicroelectronics**
dans l'**École Doctorale Electronique, Electrotechnique,
Automatisme et Traitement du Signal (EEATS)**

Amélioration des méthodes de contrôle dimensionnel et d'alignement pour le procédé de lithographie à double patterning pour la technologie 14 nm.

Thèse soutenue publiquement le **21 octobre 2015**,
devant le jury composé de :

M. Yves JOURLIN

Professeur au Laboratoire Hubert Curien, Saint-Etienne, Président et Rapporteur

M. Gérard GRANET

Professeur à l'Institut Pascal, Clermont-Ferrand, Rapporteur

Mme Cécile GOURGON

Directeur de recherche au LTM, Grenoble, Membre

M. Maxime BESACIER

Maître de conférence au LTM, Grenoble, Membre

M. Pedro VAGOS

Ingénieur chez Nanometrics, Chennevières, Membre

M. Christophe DEZAUZIER

Ingénieur chez STMicroelectronics, Crolles, Membre

M. Régis BOUYSSOU

Ingénieur chez STMicroelectronics, Crolles, Invité



Sommaire

Remerciements	7
Introduction	9
1 Le patterning pour la microélectronique	13
1.1 La microélectronique	14
1.1.1 Historique	14
1.1.2 Fabrication d'un circuit intégré	14
1.1.3 Les procédés	15
1.1.4 Nœud technologique et dimension critique	15
1.2 La photolithographie	18
1.2.1 Les étapes du procédé	18
1.2.2 L'overlay	19
1.3 Les défis pour le patterning	23
1.3.1 La réduction de la dimension critique	23
1.3.2 La résolution d'une structure périodique	24
1.4 La limite de résolution optique	26
1.5 Les solutions industrielles pour repousser la limite de résolution	27
1.5.1 La lithographie Extrême UV	27
1.5.2 Le double patterning	27
1.6 Vers un contrôle spécifique du double patterning	29
1.6.1 Relation entre l'overlay et l'espace entre les lignes de métal	29
1.6.2 Uniformité de la dimension des espaces dans le cas du double patterning	30
1.6.3 Spécifications pour le CD des lignes et l'overlay	31
2 La métrologie pour le contrôle de la lithographie	33
2.1 Introduction	34
2.1.1 Notions de base en métrologie	34
2.1.2 Métrologie dédiée à la lithographie	35
2.2 La microscopie électronique à balayage (MEB)	36
2.2.1 Principe de la mesure	36
2.2.2 Les avancées	38
2.2.3 Les limites	39
2.2.4 Conclusion	39
2.3 La scattérométrie	40
2.3.1 Principe général	40
2.3.2 Instrumentation : l'ellipsométrie	42
2.3.3 L'ellipsométrie via le formalisme de Jones	42

2.3.4	L'ellipsométrie appliquée à la mesure des épaisseurs et des indices optiques	43
2.3.5	La configuration ellipsométrique à analyseur rotatif	43
2.3.6	La configuration ellipsométrique à compensateur rotatif	44
2.3.7	Gain du formalisme de Stokes-Mueller pour l'ellipsométrie à compensateur rotatif	46
2.3.8	Précision, sensibilité et corrélation	50
2.4	La mesure de l'overlay par imagerie	52
2.4.1	Les mires traditionnelles et leurs limites	52
2.4.2	Les mires actuelles	53
2.5	La mesure de l'overlay par diffraction	55
2.5.1	Réponse optique d'une mire de diffraction	55
2.5.2	Principe de la mesure d'overlay par diffraction	55
2.5.3	Fonctionnement de l'équipement de mesure	57
2.6	La métrologie spécifique au double patterning	58
2.6.1	Description de l'existant	58
2.6.2	Méthode développée lors de la thèse	59
2.7	Conclusion	60
3	Optimisation de la mesure de l'overlay pour le double patterning	61
3.1	Introduction	62
3.2	Précision d'une mesure d'overlay	62
3.3	Conception de mires de mesure adaptées au procédé	63
3.3.1	Mires de mesure par imagerie	63
3.3.2	Mires de mesure par diffraction	64
3.4	Facteurs d'optimisation d'une recette de mesure	64
3.4.1	Optimisation d'une mesure d'overlay par imagerie	65
3.4.2	Optimisation d'une mesure d'overlay par diffraction	65
3.5	Simulation de la mesure d'overlay par diffraction	66
3.5.1	Introduction	66
3.5.2	Objectif de la simulation	66
3.5.3	Gamme d'angles d'incidence à simuler	67
3.5.4	Configurations des mires insérées dans le premier jeu de masque	69
3.5.5	Description du fonctionnement du code de simulation	70
3.5.6	Validation de la méthode de simulation	73
3.5.7	Résultats de simulation : sensibilité et erreur	77
3.5.8	Comparaison aux données expérimentales	83
3.5.9	Conclusion	84
3.6	Vérification de la justesse de la mesure par diffraction	85
3.6.1	Réalisation d'un overlay induit par le scanner	85
3.6.2	Corrélation avec la mesure d'overlay par imagerie	86
3.6.3	Analyse des termes modélisés et résiduels	88
3.7	La mesure de l'overlay après gravure	90
3.7.1	Mesure par imagerie de l'overlay après gravure	90
3.7.2	Mesure par diffraction de l'overlay après gravure	92
3.7.3	Mesure de l'overlay par Microscopie Electronique à Balayage	96
3.8	Amélioration de la précision de la mesure de l'overlay	97
3.9	Conclusion	98

4 Développement de la scattérométrie pour le double patterning	99
4.1 Introduction	100
4.2 Caractérisation de l'ellipsomètre	101
4.2.1 Définition des paramètres instrumentaux	101
4.2.2 Vérification de l'angle d'incidence	101
4.2.3 Mesure de la dispersion angulaire et de la largeur spectrale	102
4.3 Détermination des indices optiques des matériaux	104
4.3.1 Principe de la mesure combinée par ellipsométrie et par réflectivité des rayons X	104
4.3.2 Cas particulier de la résine à développement négatif	106
4.4 Mesure des épaisseurs des matériaux de l'empilement du métal 1	111
4.4.1 Épaisseurs des matériaux après l'étape de dépôt du SiCN	111
4.4.2 Épaisseurs des matériaux après l'étape de dépôt du SiOC	112
4.5 Optimisation de la configuration expérimentale	114
4.5.1 Détermination d'un seuil de sensibilité	115
4.5.2 Sélection de l'angle azimutal d'acquisition des spectres	117
4.6 Mesure simultanée des dimensions critiques et de l'overlay	120
4.6.1 Optimisation de tous les paramètres de l'empilement	120
4.6.2 Résultats avec minimisation des corrélations croisées	122
4.7 Mesure du CD de l'oxyde après la gravure LI1A	123
4.8 Stratégie d'injection de données ou <i>data feed forward</i>	126
4.8.1 Principe	126
4.8.2 Sensibilité au CD de l'oxyde après la première gravure	127
4.8.3 Les limites de l'injection de données	127
4.9 Analyse multi-mires	127
4.9.1 Principe	127
4.9.2 Amélioration de la sensibilité au CD de l'oxyde	128
4.9.3 Mesure du CD de l'oxyde après la seconde lithographie	129
4.9.4 CD de l'oxyde : comparaison des résultats de mesure avant et après la seconde lithographie	130
4.9.5 Mesure du CD de la résine après la seconde lithographie	132
4.9.6 CD de la résine : comparaison à la mesure MEB sur l'ensemble de la plaque	133
4.9.7 Conclusion	134
4.10 Conception d'une mire optimisée pour l'overlay	135
4.10.1 Les limites de la mire à 128 nm de période confirmées par simulation	135
4.10.2 Amélioration de la sensibilité à l'overlay par simulation : vers une mire à période de 300 nm	139
4.11 Conclusion	142
Conclusion générale et perspectives	143
Bibliographie	145
Résumé / Abstract	152

Remerciements

Dans cette liste de remerciements non exhaustive, la première vague est destinée aux rapporteurs Gérard Granet et Yves Jourlin qui ont évalué l'ensemble de mon travail réalisé pendant cette thèse, ainsi qu'à l'examineur Pedro Vagos. Je retiens volontiers les échanges constructifs et éclairés lors de la séance de questions de la soutenance.

La seconde salve est pour ma directrice de thèse, Cécile Gourgon, et mon encadrant du LTM, Maxime Besacier, ainsi que pour mes encadrants industriels, Christophe Dezaudier et Régis Bouyssou. Leur complémentarité dans la vision de mon travail, ainsi que leurs conseils, ont contribué grandement aux résultats obtenus.

Je n'oublie pas le département de métrologie de STMicroelectronics de Crolles et notamment l'équipe de "métró-litho" dont les membres m'ont permis de travailler calmement et efficacement par leur support quotidien.

Je tiens aussi à citer l'électron-libre de haute énergie Bertrand Le Gratiet, expert du patterning, pour ses avis pertinents sur mon avancée. Je remercie aussi l'équipe de lithographie, et particulièrement Alain Ostrovsky, pour m'avoir fourni les moyens de valider sur silicium les méthodes de métrologie développées lors de cette thèse.

Merci aussi à Jean-Christophe Michel et Clément Massacrier pour ces séances de dissertations philosophiques sur le double patterning durant les pauses café.

Je remercie toute ma famille pour le soutien apporté et plus particulièrement ma femme pour cette première décennie commune. Enfin, merci à ma fille d'avoir eu l'idée de faire ses nuits très rapidement, et d'avoir été si calme pendant ses six premiers mois, ce qui m'a bien aidé à écrire ce manuscrit.

Introduction

Les travaux décrits dans la présente thèse se sont déroulés dans le cadre d'une convention CIFRE entre l'entreprise STMicroelectronics et le Laboratoire des Technologies de la Microélectronique du CNRS. Cette thèse a été réalisée dans un contexte industriel permettant l'utilisation des équipements présents dans la salle blanche du site de Crolles de STMicroelectronics.

*
* *

Les besoins de miniaturisation des circuits intégrés présents, par exemple, dans les téléphones et ordinateurs portables ou dans les objets connectés, ainsi que la quête de la performance de ces puces, mènent l'industrie de la microélectronique à sans cesse améliorer leurs produits tout en réduisant la taille des composants.

Le composant élémentaire d'un circuit intégré est le transistor. Son fonctionnement, équivalent à celui d'un interrupteur, permet de créer les fonctions logiques d'un circuit intégré. Pour cela, les millions de transistors constituant un circuit sont interconnectés. Pour fabriquer un transistor, il est nécessaire de définir les zones actives – le drain et la source –, la grille, les zones de contact et les lignes métalliques reliant les transistors entre eux. C'est une tension appliquée à la grille qui commande le passage du courant entre la source et le drain, et donc l'état logique du transistor.

Afin d'atteindre les objectifs de performance et de miniaturisation, l'industrie de la microélectronique ne cesse de réduire la taille des composants. En effet, en réduisant la dimension de la grille du transistor, on augmente sa vitesse de commutation et donc la performance générale du circuit. Chaque génération technologique est caractérisée par la taille de la largeur de la grille, ainsi que par la période des lignes de métal reliant les transistors. Une génération est appelée "nœud technologique". La valeur de ce nœud a longtemps correspondu à la dimension de la grille. Désormais, cette valeur se révèle plutôt une indication "commerciale" de la performance du nœud technologique.

Le procédé de fabrication des composants d'un circuit intégré comporte trois étapes principales : le dépôt, la lithographie et la gravure. Chaque composant est constitué d'un empilement de couches de matériaux qu'il faut structurer. Pour chaque niveau de l'empilement, le dépôt du matériau est effectué. Sur cette couche, une résine photosensible est étalée. La lithographie délimite alors la structure des motifs dans cette résine en projetant l'image d'un réticule. La résine est développée puis les motifs sont transférés

dans la couche sous-jacente par gravure. La combinaison des étapes de lithographie puis de gravure est appelée *patterning*.

Jusqu'au nœud technologique 28 nm, la lithographie optique permettait d'atteindre ces objectifs de miniaturisation, notamment en optimisant la source d'exposition ou en réduisant l'ouverture numérique du système de projection. Les dernières générations de scanners de lithographie optique, utilisés en masse dans l'industrie du semiconducteur, sont des scanners à immersion exposant à une longueur d'onde de 193 nm. Or, depuis le nœud technologique 14 nm, la limite de résolution de ces scanners a été atteinte pour les niveaux métalliques des composants qui requièrent des motifs d'une période de 64 nm, alors que la période minimale pouvant être atteinte est d'environ 80 nm.

La solution naturelle est alors de réduire la longueur d'onde de la source lumineuse afin de repousser cette limite de résolution. Cela nécessite de développer des scanners pouvant exposer des wafers dans l'Extrême UV. Cependant, l'avènement de ces scanners a longtemps été freiné par la puissance de la source qui n'était pas suffisante pour tenir les cadences industrielles.

Pour parvenir néanmoins à surmonter la limite de résolution optique, le *patterning* multiple, et notamment le double *patterning*, a été développé. Cette technique consiste à diviser le *patterning* du niveau critique en deux étapes. Dans le contexte des niveaux métalliques, pour les motifs requérant une période de 64 nm, un premier *patterning* est réalisé avec une période de 128 nm. Avant la gravure finale du niveau, un second *patterning* contenant des motifs à 128 nm de période est intercalé, ce qui permet d'obtenir les structures voulues de période de 64 nm.

La lithographie à double *patterning* est une technique astucieuse mais elle requiert une métrologie adaptée. En effet, la dimension des motifs et l'alignement des deux réticules du niveau sont alors directement liés. Traditionnellement, le contrôle dimensionnel et celui de l'alignement étaient faits de façon indépendante. Avec le double *patterning*, les mesures dimensionnelles et d'alignement demandent une métrologie spécifique.

Le sujet de cette thèse est de proposer une métrologie adaptée à la lithographie à double *patterning*. La technique de mesure dimensionnelle adoptée est la scattérométrie. Non destructive et fondée sur une reconstruction de la mire mesurée, cette technique optique permet d'extraire les paramètres géométriques du profil, nécessairement périodique, et de l'empilement de la mire, comme les dimensions et les épaisseurs des matériaux. La mesure d'alignement est réalisée sur d'autres mires. Les deux techniques de mesure existantes, par imagerie et par diffraction, ont été évaluées.

Dans ce mémoire, le premier chapitre propose une présentation de la problématique de la lithographie à double *patterning* dans laquelle les notions avancées dans cette introduction sont détaillées.

Dans le deuxième chapitre, les différentes techniques de métrologie pour la lithographie sont présentées. Puis la méthode de mesure adoptée lors des travaux de thèse est décrite. Cette méthode repose principalement sur la scattérométrie dont les principes sont expliqués

dans ce chapitre.

Le troisième chapitre traite de l'optimisation de la mesure d'alignement pour la lithographie à double patterning. Un code de simulation a notamment été écrit pour améliorer la mesure. Les résultats de simulation sont confrontés aux données expérimentales. De plus, les avancées sur la mesure d'alignement, appelée mesure de *l'overlay*, sont validées par des études de corrélation.

Dans le quatrième et dernier chapitre, le développement de la technique de scattérométrie est détaillé. Le travail préliminaire de caractérisation optique des matériaux, les études de sensibilité, l'optimisation des configurations expérimentales sont réalisés. La dernière section de ce chapitre est une ouverture vers l'utilisation du code de simulation pour la conception des mires de scattérométrie. Une mire spécifique est alors proposée ; celle-ci permet théoriquement d'améliorer la mesure de façon significative.

Le patterning pour la microélectronique

Sommaire

1.1	La microélectronique	14
1.1.1	Historique	14
1.1.2	Fabrication d'un circuit intégré	14
1.1.3	Les procédés	15
1.1.4	Nœud technologique et dimension critique	15
1.2	La photolithographie	18
1.2.1	Les étapes du procédé	18
1.2.2	L'overlay	19
1.3	Les défis pour le patterning	23
1.3.1	La réduction de la dimension critique	23
1.3.2	La résolution d'une structure périodique	24
1.4	La limite de résolution optique	26
1.5	Les solutions industrielles pour repousser la limite de résolution	27
1.5.1	La lithographie Extrême UV	27
1.5.2	Le double patterning	27
1.6	Vers un contrôle spécifique du double patterning	29
1.6.1	Relation entre l'overlay et l'espace entre les lignes de métal	29
1.6.2	Uniformité de la dimension des espaces dans le cas du double patterning	30
1.6.3	Spécifications pour le CD des lignes et l'overlay	31

1.1 La microélectronique

1.1.1 Historique

L'invention du transistor en 1947 par William Shockley, John Bardeen et Walter Brattain, puis celle du circuit intégré en 1958 par Jack Kilby sont les deux premières grandes révolutions à l'origine de l'industrie de la microélectronique.

Le transistor MOS – pour *Metal Oxide Semiconductor* – et la technologie CMOS qui lui est associée ont ensuite contribué à la progression de ce secteur industriel. Les circuits fabriqués répondent à des applications liées à la logique, aux capteurs ou aux mémoires et se retrouvent dans des produits pouvant les combiner, comme pour le domaine de la téléphonie mobile.

Afin d'améliorer la performance de ces produits, la vitesse de fonctionnement et la densité d'intégration des circuits intégrés ne cessent d'augmenter. Une loi empirique, énoncée par Gordon Moore en 1965 [1] et fondée sur l'observation de l'évolution des circuits depuis 1960, établit que le nombre de composants par circuit intégré doit doubler tous les ans pour assurer une croissance économique stable pour l'ensemble du secteur de la microélectronique. En 1975, Moore révisé son estimation de densification à la baisse et "prédit" un doublement du nombre de composants par puce tous les deux ans [2].

De 1977 à 1990, un cahier des charges prévisionnel est éditée par la SIA – *Semiconductor Industry Association* – dans le but de planifier les besoins technologiques pour la production de circuits intégrés. Depuis 1990, c'est un consortium international d'industriels – l'ITRS pour *International Technology Roadmap for Semiconductors* – qui fixe les objectifs de développement.

Ces objectifs ont longtemps été calqués sur les prédictions issues de la loi de Moore, ce qui a contribué à entretenir sa validité. Cependant, les réductions dimensionnelles des transistors, nécessaires à leur densification, entraînent des obstacles technologiques dus à des limites physiques qui sont de plus en plus difficiles à repousser malgré les innovations réalisées au niveau du procédé de fabrication [3].

1.1.2 Fabrication d'un circuit intégré

Un circuit intégré est constitué de composants actifs – les transistors – conçus sur un substrat de silicium, séparés par des isolants, et interconnectés par des métaux. La fabrication de la partie active de ces circuits est séparée de celle des interconnexions. La première partie est nommée *Front End Of Line* – FEOL – et regroupe les étapes de conceptions du transistor depuis le substrat jusqu'aux plots permettant de faire le contact entre le transistor et le premier niveau de métal.

Puis la fabrication des interconnexions est réalisée. Les lignes de métal connectant les transistors entre eux et isolées par un diélectrique constituent ce que l'on appelle le *Back End Of Line* ou BEOL.

La figure 1.1 propose une coupe d'un circuit intégré qui permet de visualiser le BEOL, le FEOL et les principaux matériaux de l'empilement.

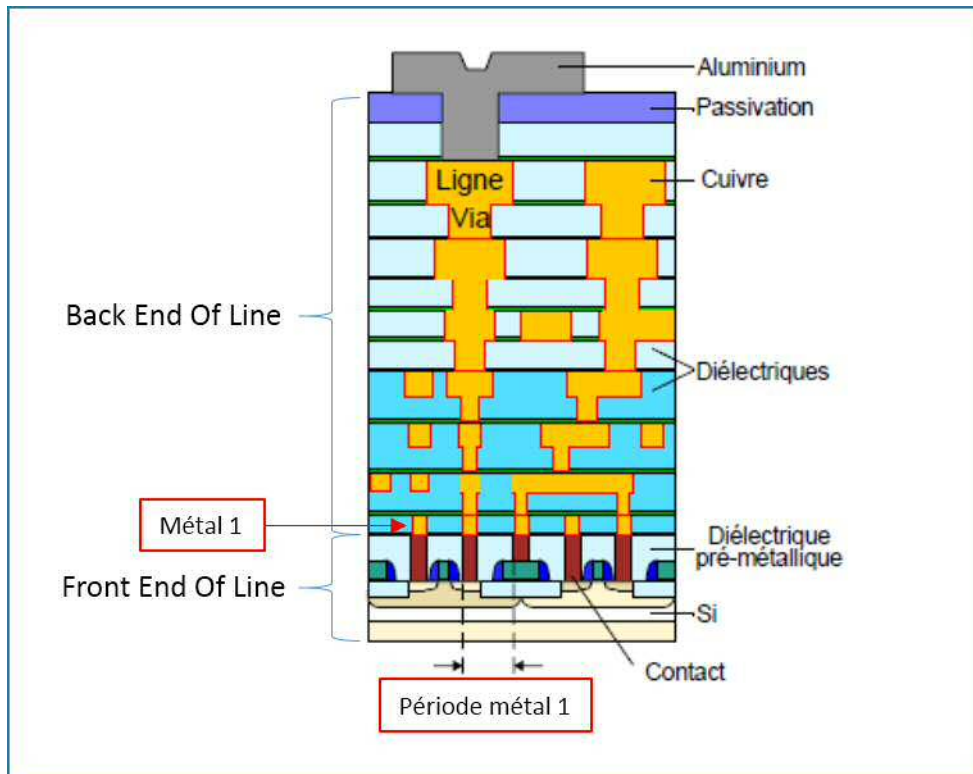


FIGURE 1.1 – Coupe schématique d'un circuit intégré

1.1.3 Les procédés

Le principe de fabrication des composants électroniques consiste à créer sur une plaque de semiconducteur les zones dopées, les zones d'oxyde et les zones de contact nécessaires. La surface d'un composant élémentaire est très inférieure à celle de la plaque, appelée wafer, ce qui permet de fabriquer de nombreux composants comme les transistors. L'industrie fabrique en pratique des ensembles de composants interconnectés : les circuits. Chaque circuit peut comporter des millions de composants.

La première étape de fabrication consiste à déposer une couche uniforme de matériau. Puis les différentes régions sont structurées par le patterning qui regroupe la photolithographie et l'étape de gravure.

A la suite de la gravure, une étape de remplissage – métallique le plus souvent – est réalisée. Pour certains niveaux, au lieu de la gravure, la photolithographie est suivie par une étape de dopage des zones qui ne sont plus recouvertes de résine.

Afin de corriger les défauts de topographie éventuels et enlever le surplus de matière, une étape de polissage mécanico-chimique – la CMP – est réalisée, avant que le wafer subisse un nettoyage – le Wet Clean.

1.1.4 Nœud technologique et dimension critique

La dimension critique, abrégée CD pour *critical dimension*, est la taille du plus petit motif imprimé par le procédé de patterning pour un niveau donné.

Un article publié en 2013 [4] propose une analyse sur la correspondance entre les nœuds technologiques et les dimensions caractéristiques d'un circuit. L'auteur explique que, depuis la technologie 0.35 micron qui était réellement la dimension de la largeur de grille d'un

transistor, la valeur du nœud technologique n'est plus directement liée à cette grandeur. A l'époque de cette technologie développée dans les années 1990, le CD de la grille était directement lié à la performance d'un circuit via le temps de commutation d'un transistor.

Afin de suivre la loi de Moore, les industriels ont défini la valeur du nœud d'une technologie en réduisant de 30% celle de la technologie précédente. De fait, une réduction de 30% pour chaque direction correspond à une réduction de 50% de la taille occupée par un transistor, ce qui est en accord avec le critère de doublement de la densité de transistors.

Depuis le début des années 2000, des facteurs d'amélioration ont été développés comme le changement de la nature des matériaux de la grille ou des isolants, ou bien l'introduction de contraintes dans le canal.

Ces innovations ont permis de produire des circuits plus performants en complément de la réduction du CD de la grille. Mais la valeur du nœud technologique a continué de chuter linéairement alors que la réduction du CD de la grille s'amortissait. Ainsi depuis 2011, GlobalFoundries annonce une dimension de grille supérieure au nœud technologique comme le montre la figure 1.2.

Cependant, un nœud technologique peut aussi être défini comme étant la moitié du pas – le *half pitch* – de la structure la plus dense du circuit. Pour la technologie CMOS 14 nm conçue par STMicroelectronics, la période des structures les plus denses est de 64 nm et le *half pitch* est donc de 32 nm.

Cette valeur de période du métal 1 est similaire à celle de la technologie FinFET 14 nm produite par la firme américaine Intel qui conçoit son premier niveau de métal à 62 nm de période comme l'annonce une publication de l'IMEC en 2012 [5].

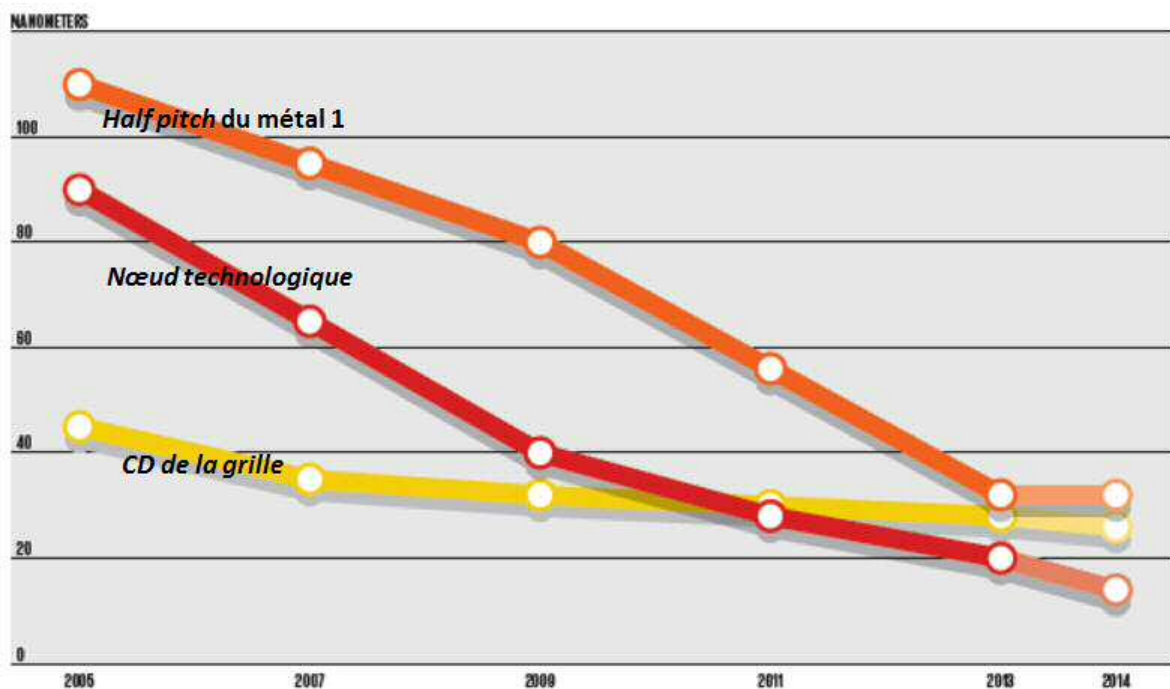


FIGURE 1.2 – Évolution parallèle du nœud technologique, du CD de la grille et du *half pitch* (données de GlobalFoundries)

Ainsi, pour la technologie 14 nm conçue chez STMicroelectronics, les structures les plus denses sont les premiers niveaux de métal. La dimension critique du métal après les étapes de lithographie, de gravure et de remplissage doit être de 32 nm. Le défi n'est pas d'obtenir un motif d'une dimension de 32 nm car la gravure permet de réduire la taille d'une ligne imprimée par la lithographie.

En revanche, nous verrons que c'est bien la période de 64 nm qui va poser problème en raison de la limite de résolution de l'équipement d'exposition émanant du phénomène de diffraction optique.

1.2 La photolithographie

1.2.1 Les étapes du procédé

La photolithographie est composée de plusieurs étapes successives. Très souvent, une couche antireflet – *BARC* pour Bottom Anti-Reflective Coating – ainsi qu'un matériau carboné planarisant – *OPL* pour Optical Planarization Layer – sont déposés sur le diélectrique à graver. Puis une résine photosensible, composée typiquement de polymères organiques, est disposée le plus uniformément possible.

L'exposition est réalisée via un système de projection optique qui va insoler la résine en projetant l'image d'un réticule.

Cette image subit un facteur de réduction en fonction des lentilles utilisées dans la projection. Elle représente le champ d'exposition sur la plaque. Ce processus est répété sur la plaque entière en combinant un déplacement rapide de la plaque avec un balayage du champ d'exposition grâce à un obturateur comme l'illustre la figure 1.3.

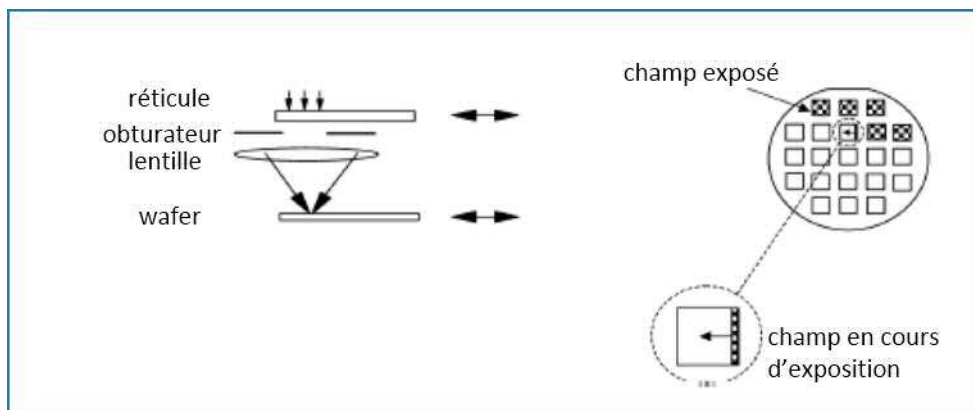


FIGURE 1.3 – Illustration d'un système d'exposition à balayage répété ("step-and-scan")

Une fois la résine exposée, elle subit un recuit dans le but de figer les réactions chimiques au sein du matériau. Puis la résine est développée, c'est-à-dire que l'on retire une partie du matériau afin de faire apparaître les motifs voulus. Pour une résine à développement positif, les zones exposées sont solubles dans la solution qui fait office de développeur. Pour une résine à développement négatif, ce sont les zones non exposées qui sont retirées pendant l'étape de développement.

La figure 1.4 schématise l'insolation de la résine et l'obtention d'un motif après développement dans le cas d'une résine dite positive.

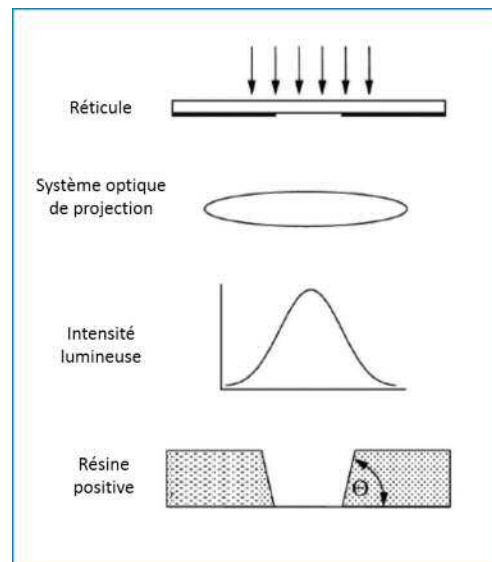


FIGURE 1.4 – Obtention d’un motif dans une résine positive après exposition puis développement

Ensuite, une étape de mesure post-développement est effectuée afin de vérifier que les dimensions des motifs imprimés dans la résine respectent les spécifications. De plus, une mesure de l’erreur d’alignement doit être réalisée car un décalage trop important entre deux niveaux peut induire une non-fonctionnalité du circuit produit.

Si cette étape de métrologie met en évidence une dimension des motifs ou une erreur d’alignement en dehors de la zone de tolérance, il est possible de recommencer l’étape de lithographie, c’est-à-dire de retirer l’ensemble de la résine et de refaire le dépôt et l’exposition : c’est ce que l’on appelle un *rework*.

1.2.2 L’overlay

La qualité de l’alignement d’un niveau sur un autre s’avère un paramètre majeur pour la fonctionnalité d’un circuit [6].

Si l’on considère l’exemple de la lithographie du niveau contact illustré par la figure 1.5, on comprend qu’un désalignement entre la grille d’un transistor et son contact va provoquer un dysfonctionnement du transistor dû à cette connexion défectueuse. Cependant, une certaine tolérance est possible dans l’alignement car le transistor peut fonctionner tant que la surface de recouvrement entre la grille et le contact est suffisante. Cette notion de recouvrement explique pourquoi le terme *overlay* – verbe signifiant en anglais *recouvrir* – est utilisé à sa forme substantive pour définir le désalignement entre deux niveaux de lithographie.

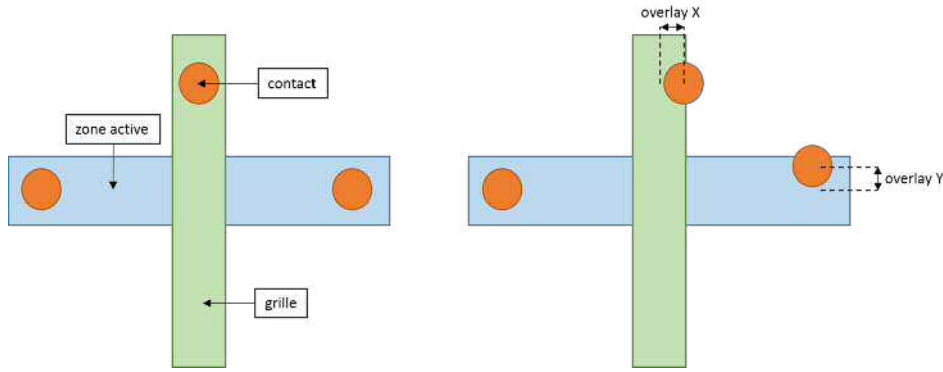


FIGURE 1.5 – Définition de l'overlay pour les niveaux contact, grille et zone active

Les erreurs d'alignement, génératrices d'overlay, peuvent être considérées hiérarchiquement. Les erreurs majeures sont dues à la précision de la platine de positionnement du système de projection. S'ajoutent les erreurs dues à la conception du réticule.

Pour modéliser l'overlay, il est nécessaire de séparer les erreurs dues aux variations d'overlay dans le champ d'exposition, que l'on nomme les erreurs intra-champ, et celles qui varient d'un champ à l'autre et qui sont donc nommées les erreurs inter-champs.

La figure 1.6 représente les erreurs inter-champs.

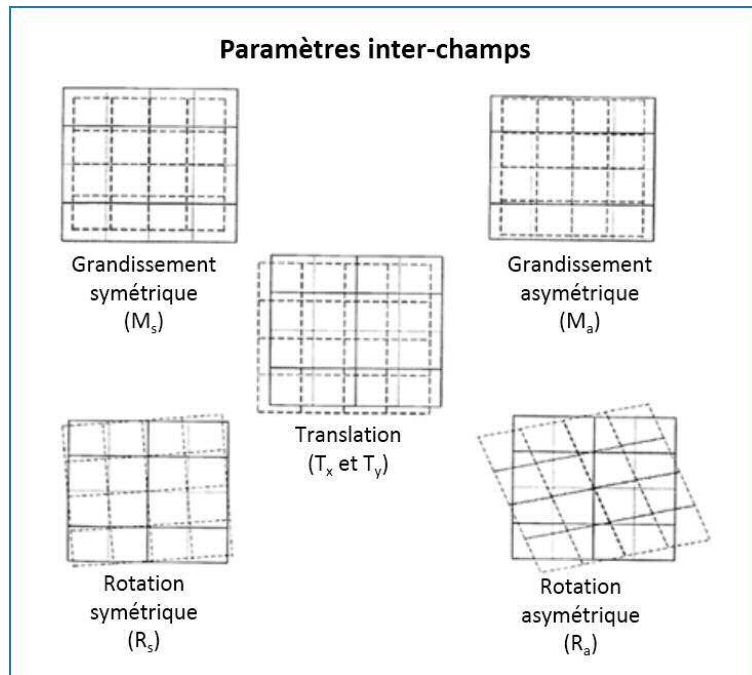


FIGURE 1.6 – Représentation des paramètres inter-champs de l'overlay

Ces erreurs inter-champs sont définies en X et en Y par les équations 1.1 et 1.2.

$$\Delta_X = T_x + M_x X - R_x Y + e_x \quad (1.1)$$

$$\Delta_Y = T_y + M_y Y + R_y X + e_y \quad (1.2)$$

Les paramètres T_x et T_y représentent les erreurs de translation et indiquent un décalage global du champ imprimé par rapport au champ du substrat. Les facteurs M_x et M_y sont

des erreurs de grandissement. Elles sont exprimées en parties par million (ppm). R_x et R_y sont les facteurs de rotation en X et en Y. Ce sont des sinus d'angle très faibles qui sont donc souvent exprimés en radians.

Les termes e_x et e_y sont les erreurs résiduelles qui ne se conforment pas au modèle. Elles émanent de la précision de la platine de positionnement mais aussi d'effets non linéaires comme le changement de température du wafer durant l'exposition ou encore des distorsions plastiques non linéaires du wafer.

Il est possible d'exprimer les erreurs de grandissement et de rotation pour les deux directions X et Y en fonction de grandissements et rotations symétriques et asymétriques via les équations 1.3 et 1.4.

$$M_x = M_s + M_a \text{ et } M_y = M_s - M_a \quad (1.3)$$

$$R_x = R_s + R_a \text{ et } R_y = R_s - R_a \quad (1.4)$$

Les erreurs intra-champ sont représentées dans la figure 1.7.

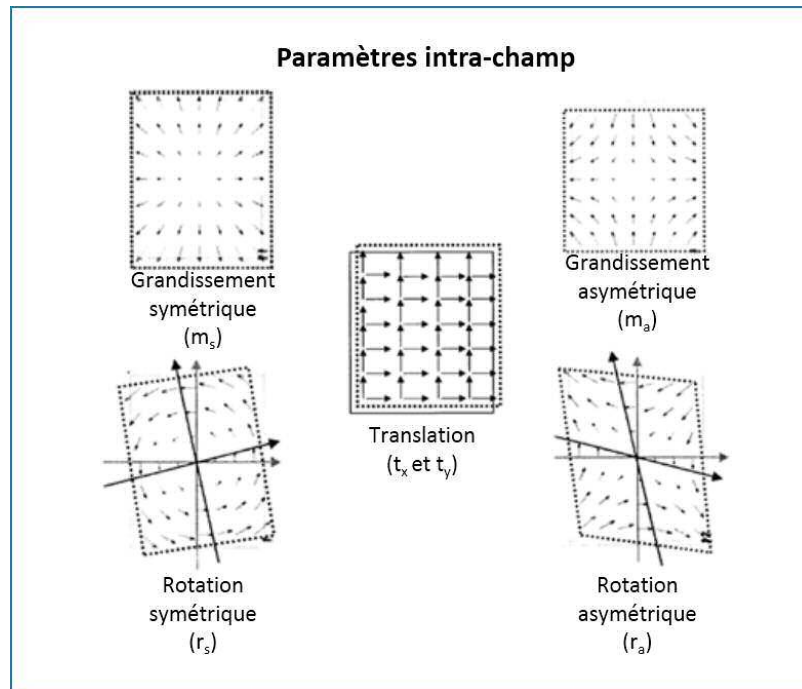


FIGURE 1.7 – Représentation des paramètres intra-champ de l'overlay

Ces erreurs intra-champ pour un système lithographique d'exposition à balayage sont modélisées par les équations 1.5 et 1.6.

$$\delta_X = m_x X - r_x Y + e_x \quad (1.5)$$

$$\delta_Y = m_y Y + r_y X + e_y \quad (1.6)$$

Les paramètres m_x et m_y sont les erreurs de grandissement en X et Y et sont exprimés en ppm. Les coefficients r_x et r_y représentent la rotation du réticule en X et Y en radians. Les termes e_x et e_y sont les erreurs résiduelles.

De la même façon que pour les paramètres inter-champs, on peut introduire, pour l'intra-champ, des paramètres de grandissement et rotation symétriques et asymétriques : m_s , m_a , r_s et r_a . Les paramètres m_x , m_y , r_x et r_y s'écrivent alors selon les équations 1.7 et 1.8.

$$m_x = m_s + m_a \text{ et } m_y = m_s - m_a \quad (1.7)$$

$$r_x = r_s + r_a \text{ et } r_y = r_s - r_a \quad (1.8)$$

Pour chaque point du wafer, l'erreur d'overlay est la somme des erreurs inter-champs et intra-champ.

Afin de contrôler l'overlay, il est important d'identifier les erreurs et donc de déterminer les différents coefficients. Ils peuvent être extraits des données d'overlay mesurées sur wafer qui sont modélisées. Les coefficients sont calculés en minimisant la somme quadratique des erreurs résiduelles pour tous les points mesurés sur wafer.

1.3 Les défis pour le patterning

1.3.1 La réduction de la dimension critique

Afin de produire des circuits de plus en plus performants, il est nécessaire de gagner en densité de transistors, ce qui revient à diminuer la dimension critique d'un nœud technologique à l'autre.

La première limitation de la réduction de la dimension critique s'avère la résolution optique du système d'exposition.

La résolution optique est souvent définie à partir du critère de Rayleigh [7]. Ce critère est basé sur l'étude du phénomène de diffraction d'une ouverture circulaire éclairée par un point source. Pour une longueur d'onde donnée, la distribution de l'intensité lumineuse pour un rayon r du plan image est donnée pour $x = \frac{\pi d}{\lambda z}$ avec d le diamètre de l'ouverture et z la distance entre l'ouverture et le plan image par l'équation 1.9.

$$I(x) = I_0 \left(2 \frac{J_1(x)}{x} \right)^2 \quad (1.9)$$

Cette distribution de l'intensité lumineuse est nommée fonction d'Airy [8], avec J_1 la fonction de Bessel du premier ordre.

Selon Rayleigh, deux points sources sont résolus si le maximum d'intensité de la seconde source coïncide avec le premier zéro de la fonction d'Airy de la première source. Cela se produit pour $\frac{x}{2\pi} = 0.61$ comme le montre la figure 1.8.

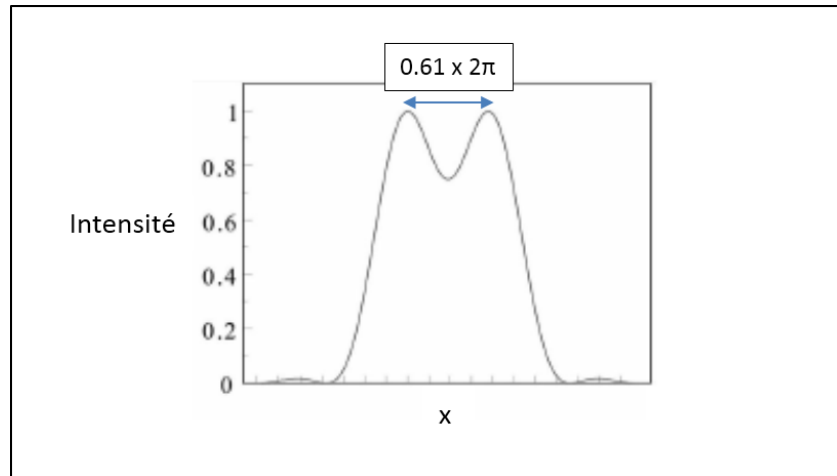


FIGURE 1.8 – Intensité lumineuse de deux sources ponctuelles résolues

Ainsi la distance minimale pouvant être résolue par une lentille selon le critère de Rayleigh est :

$$\delta = 0.61 \frac{\lambda}{n \sin \theta} \quad (1.10)$$

La quantité $n \sin \theta$ est appelée l'ouverture numérique de la lentille que l'on abrège par son acronyme anglais NA pour *numerical aperture*.

Cependant, cette limite de résolution est une limite purement optique. Or, pour le contexte de la lithographie, ce n'est pas la résolution des points sources qui est la grandeur pertinente mais plutôt l'impression des plus petits motifs possibles. Ainsi, la dimension

critique dépend aussi des propriétés de la résine photosensible, ce qui a mené les lithographes à définir un coefficient k_1 qui permet de relier le critère de Rayleigh avec le comportement réel d'un procédé de fabrication donné. On peut donc écrire que la dimension critique pour un procédé donné suit la relation 1.11.

$$CD = k_1 \frac{\lambda}{NA} \quad (1.11)$$

A partir de cette formule, trois moyens de réduire la dimension critique peuvent être déduits : réduire la longueur d'onde d'exposition, augmenter l'ouverture numérique, et diminuer le facteur k_1 .

Le critère de Rayleigh est adapté pour définir la résolution optique d'un motif "isolé". L'ajout du coefficient k_1 permet de considérer le rôle joué par l'ensemble du procédé de fabrication. Ainsi, le procédé de gravure peut permettre de réduire de quelques nanomètres la taille du motif par la technique de *trimming*. Cette technique, en optimisant les vitesses de gravures verticale et horizontale, permet d'obtenir la dimension voulue dans le masque dur [9].

1.3.2 La résolution d'une structure périodique

Pour améliorer les performances d'un transistor et notamment réduire son temps de commutation pour les circuits logiques, on cherche à diminuer la dimension critique de la grille. Ainsi, en rétrécissant la largeur de grille, on densifie la structure des plots qui réalisent le contact entre la grille, mais aussi la zone active – source et drain – et les premiers niveaux métalliques.

Cette densification des contacts implique de créer un réseau métallique lui aussi très dense pour relier les transistors. Certaines cellules des circuits nécessitent alors de concevoir des réseaux de lignes de métal périodiques. La période minimale requise pour ces réseaux de lignes est de 64 nm, ce qui explique la valeur de 32 nm pour le *half pitch* de la technologie 14 nm.

A la différence de la résolution d'un motif "isolé", la période minimale est limitée par le phénomène de diffraction. On ne peut pas améliorer cette résolution – purement optique – en optimisant le procédé.

La diffraction par un réseau en transmission est régie par l'équation 1.12, m étant un entier relatif [10].

$$n \sin \theta - n_i \sin \theta_i = \frac{m \lambda}{p} \quad (1.12)$$

Au moins deux ordres de diffraction doivent être collectés pour obtenir une image du réseau au niveau du wafer. Si l'on se place dans le cas d'une incidence oblique avec θ_i non nul et considéré comme positif comme cela est illustré dans la figure 1.9, on obtient une image du réseau si au moins les ordres 0 et -1 sont collectés. Afin d'obtenir une incidence oblique, il faut choisir une source hors-axe, par exemple une source annulaire.

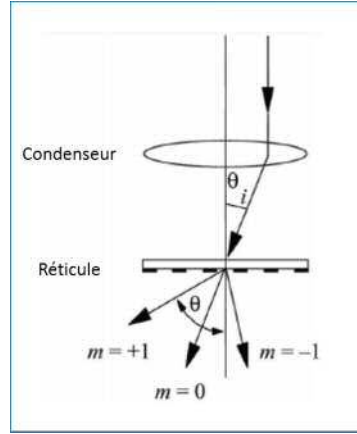


FIGURE 1.9 – Phénomène de diffraction pour un réseau du réticule

Au lieu de considérer l'angle θ_i , il est commun de définir la source lumineuse par son facteur de cohérence σ donné par l'équation 1.13 [11].

$$\sigma = \frac{n_i \sin \theta_i}{NA} \quad (1.13)$$

L'ouverture numérique NA vaut $n \sin \theta_0$, θ_0 étant l'angle délimité par la pupille du système optique de projection, comme cela est illustré dans la figure 1.10.

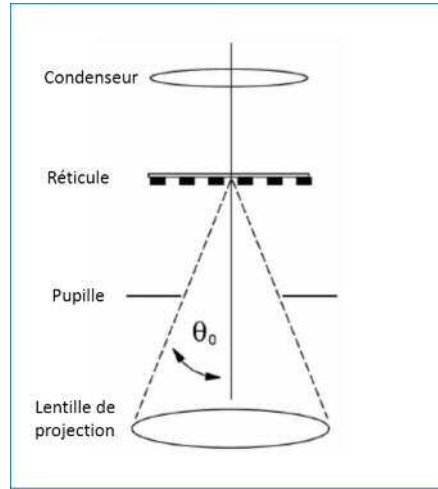


FIGURE 1.10 – Effet de l'ouverture numérique sur l'exposition d'un réseau du réticule

La condition pour collecter les ordres 0 et -1 est exprimée par l'équation 1.14.

$$-n \sin \theta_{-1} < NA \quad (1.14)$$

On obtient alors la condition de l'équation 1.15.

$$\frac{\lambda}{p} < (\sigma + 1)NA \quad (1.15)$$

Finalement, la période minimale p_{min} d'un réseau du réticule qui pourra être imprimé dans le cas d'une source hors axe à coefficient de cohérence σ est donnée par l'équation 1.16.

$$p_{min} = \frac{\lambda}{(\sigma + 1)NA} \quad (1.16)$$

1.4 La limite de résolution optique

Afin de repousser la limite de résolution, il a été nécessaire de jouer sur tous les leviers disponibles : réduire la longueur d'onde et le coefficient k_1 , augmenter l'ouverture numérique et le coefficient de cohérence σ . La figure 1.11 illustre l'évolution du CD de la grille et de la période minimale du métal 1 depuis 1985.

La longueur d'onde a été réduite jusqu'à atteindre l'ultraviolet et 193 nm pour la technologie 0.12 microns. Afin de continuer à diminuer le CD de la grille et la période du métal 1, le scanner à immersion a été introduit à partir du nœud 40 nm, ce qui a permis d'atteindre une ouverture numérique de 1.35.

Parallèlement, le facteur k_1 a été réduit grâce à des progrès notamment liés aux matériaux ; sa valeur est actuellement comprise entre 0.2 et 0.4.

Pour la technologie 14 nm, grâce à toutes ces optimisations de la lithographie mais aussi de la gravure, le CD de la grille est imprimé à une vingtaine de nanomètres, comme cela est requis. Pour relier les transistors, il faut alors que la période des lignes de métal puisse atteindre la valeur minimale de 64 nm.

Or, en optimisant le coefficient σ et en utilisant le scanner à immersion à 193 nm de longueur d'onde, la période minimale que l'on peut imprimer est d'environ à 80 nm. La période du métal 1 visée est donc en deçà de la limite de résolution d'un tel scanner. Cette période limite de 80 nm est identifiée par l'étoile rouge de la figure 1.11.

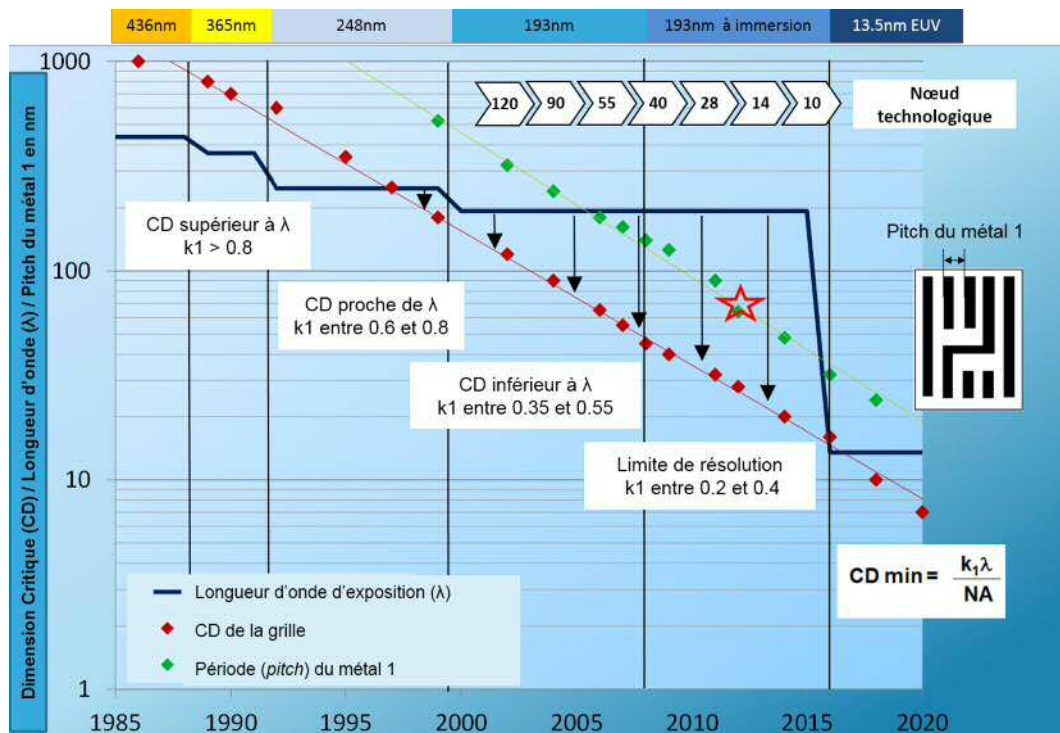


FIGURE 1.11 – Évolution et estimation de la dimension critique de la grille et de la période minimale du métal 1 de 1985 à 2020

1.5 Les solutions industrielles pour repousser la limite de résolution

1.5.1 La lithographie Extrême UV

Pour atteindre une période de 64 nm pour le métal 1, deux principales solutions industrielles ont été développées. En premier lieu, des scanners exposant à la longueur d'onde de 13.5 nm, et appelés scanners *Extrême UV*, commencent à être utilisés dans les fonderies.

Dès 2013, le rapport de l'ITRS indique que ces scanners sont capables d'imprimer des réseaux de lignes à une période inférieure à 40 nm. Cependant, la faible puissance de la source de ces premières générations de scanners Extrême UV a été un frein à leur adoption par l'industrie en raison de la faible vitesse d'exposition d'un wafer.

En effet, d'après des données de 2013 [12], moins de 50 wafers par heure peuvent être exposés avec cette génération de scanners Extrême UV, alors qu'un scanner 193 nm à immersion peut exposer plus de 250 wafers par heure. De plus, des problèmes de bruit, ainsi que des réponses de la résine de qualité insuffisante ont été répertoriés.

Cependant, depuis 2014, des nouvelles générations de scanners fabriqués par ASML permettent une exposition bien plus rapide grâce à l'augmentation de la puissance de la source Extrême UV [13]. Cependant, la majorité des scanners de l'industrie de la microélectronique restent les scanners 193 nm à immersion en raison de l'investissement que nécessite la mise en place de la lithographie Extrême UV.

1.5.2 Le double patterning

En attendant la généralisation de la lithographie Extrême UV, l'industrie a développé une méthode astucieuse permettant de diviser l'impression d'un réseau de lignes en deux étapes.

Cette méthode est appelée lithographie à double patterning car elle définit en deux étapes les motifs à graver. Elle permet de doubler la densité d'un motif périodique avec la même dimension critique.

De fait, si l'on vise à imprimer un réseau de lignes de 32 nm avec un pas de 64 nm mais que l'on est limité à un pas de 80 nm en raison de la résolution optique, il est possible de définir par lithographie un premier réseau avec un pas de 128 nm puis un second réseau identique décalé de 64 nm sur le même niveau. La figure 1.12 illustre les étapes nécessaires à cette réalisation.

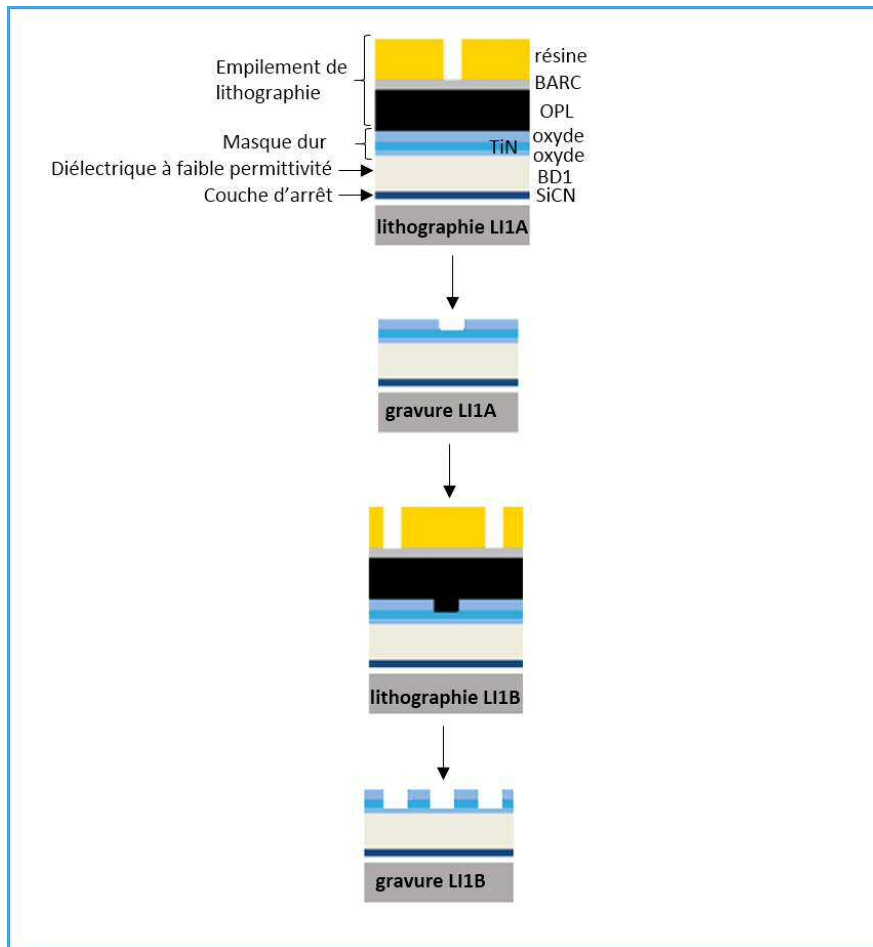


FIGURE 1.12 – Les principales étapes de la lithographie double patterning du métal 1

La structure de lignes périodiques étudiée est un réseau de période 64 nm qui sera remplie par un matériau métallique après la gravure finale du niveau. L'étape de patterning, nommée LIN1 à STMicroelectronics pour les technologies précédentes, est divisée en deux étapes : LI1A et LI1B.

Dans la figure 1.12, l'empilement est illustré jusqu'à la couche d'arrêt en SiCN dont le rôle est de limiter la gravure finale au diélectrique à faible permittivité SiOC. Les couches inférieures correspondant aux niveaux de contact, de grille et de zone active ne sont pas représentées.

Afin de définir les lignes qui seront gravées dans le SiOC, un masque dur est déposé. Il est constitué de trois couches de matériaux : sur le SiOC est déposé d'abord de l'oxyde, puis du TiN et de nouveau de l'oxyde.

Pour que l'on puisse structurer par gravure plasma les lignes dans ce masque dur, un empilement d'OPL, de BARC et de résine est déposé. Cet empilement a pour rôle de permettre d'imprimer le réseau de lignes dans la résine photosensible par lithographie. La couche de carbone amorphe appelée OPL sert à éviter les problèmes de topographie qui pourraient perturber le procédé de lithographie. L'ajout d'une couche antireflet – le BARC – a pour but d'éviter les réflexions multiples dans l'empilement durant l'insolation qui parasiteraient, par interférence, l'exposition de la résine.

Tous ces dépôts réalisés, la première lithographie – LI1A – est effectuée. L'insolation de la résine – qui a été choisie négative – puis son développement permettent d'obtenir un premier réseau de tranchées à 128 nm de période.

Ce réseau de tranchées est transféré dans l'oxyde du masque dur par l'étape de gravure LI1A suivie par un retrait de l'ensemble de l'empilement de lithographie.

Puis, un nouvel empilement d'OPL, de BARC et de résine est déposé. La seconde lithographie – LI1B – permet d'imprimer de nouveau un réseau à 128 nm de période. Pour obtenir le réseau final, ce nouveau réseau doit être décalé de 64 nm par rapport au premier réseau gravé. Il faut donc que la superposition des deux réticules LI1A et LI1B donne un réseau entrelacé à 64 nm. Néanmoins, pour garder la périodicité de la structure, il est indispensable d'avoir un excellent alignement entre les deux lithographies successives, ce qui implique un contrôle drastique de l'overlay.

La gravure LI1B fait ensuite apparaître la structure voulue dans le masque dur, qui sera ensuite transférée dans le diélectrique par l'étape de gravure finale précédant le remplissage de métal afin d'obtenir un réseau de lignes de métal à 64 nm de période.

1.6 Vers un contrôle spécifique du double patterning

1.6.1 Relation entre l'overlay et l'espace entre les lignes de métal

Pour un procédé lithographique classique, l'obtention des tranchées – qui deviendront des lignes de métal – et des espaces se fait en une étape. Cela est mis en évidence par la figure 1.13.

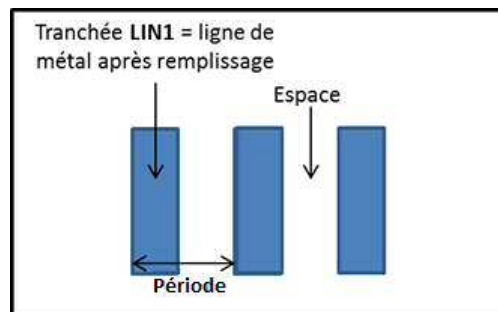


FIGURE 1.13 – réseau dense de métal pour la lithographie à simple patterning

La dimension des lignes et des espaces est liée par :

$$CD_{\text{espace}} = \text{période} - CD_{\text{ligne}} \quad (1.17)$$

Pour un patterning classique, la variabilité des espaces et des lignes – l'uniformité du CD – est donc identique.

En revanche, dans le cas du double patterning, l'overlay entre les deux étapes LI1A et LI1B va avoir une influence directe sur la dimension des espaces entre les deux tranchées, comme le montre la figure 1.14.

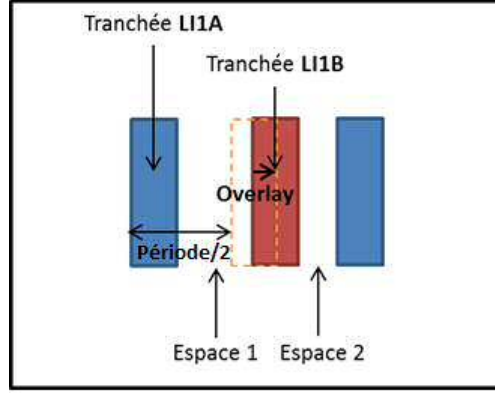


FIGURE 1.14 – réseau dense de métal pour la lithographie à double patterning

Les dimensions des espaces dépendent donc de la période p , des dimensions des deux tranchées et de l'overlay OVL .

$$CD_{\text{espace 1}} = \frac{p}{2} - \frac{CD_{LI1A}}{2} - \frac{CD_{LI1B}}{2} + OVL \quad (1.18)$$

$$CD_{\text{espace 2}} = \frac{p}{2} - \frac{CD_{LI1A}}{2} - \frac{CD_{LI1B}}{2} - OVL \quad (1.19)$$

1.6.2 Uniformité de la dimension des espaces dans le cas du double patterning

L'uniformité du CD des espaces $\Delta CD_{\text{espace}}$ dépend de l'uniformité de chaque tranchée ΔCD_{LI1A} et ΔCD_{LI1B} mais aussi de l'overlay moyen et de sa variabilité ΔOVL .

Effectuons une démonstration rapide de la formule énoncée dans une publication de Hazelton et al. traitant de la variabilité du procédé de double patterning [14].

Les deux distributions des lignes LI1A et LI1B sont considérées. Le but est d'exprimer la variabilité de la distribution groupée des deux lignes.

Les moyennes des dimensions de LI1A et LI1B sont nommées μ_A et μ_B , les écart-types : σ_A et σ_B .

La moyenne de la distribution groupée est :

$$\mu_g = \frac{\mu_A + \mu_B}{2} \quad (1.20)$$

La variance groupée σ_g^2 est la somme de la moyenne des variances individuelles et de la variance des moyennes individuelles. On obtient donc l'équation 1.21.

$$\sigma_g^2 = \frac{\sigma_A^2 + \sigma_B^2}{2} + \frac{(\mu_A - \mu_g)^2 + (\mu_B - \mu_g)^2}{2} \quad (1.21)$$

En injectant l'équation 1.20 dans l'équation 1.21, on peut exprimer la variance groupée selon la formule 1.22.

$$\sigma_g^2 = \frac{\sigma_A^2}{2} + \frac{\sigma_B^2}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{\mu_A - \mu_B}{2} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\mu_B - \mu_A}{2} \right)^2 = \frac{\sigma_A^2}{2} + \frac{\sigma_B^2}{2} + \left(\frac{\mu_A - \mu_B}{2} \right)^2 \quad (1.22)$$

La variabilité des lignes vaut $3 \sigma_g$, c'est-à-dire trois fois l'écart-type. On la note ΔCD_{ligne} et elle s'écrit selon l'équation 1.23.

$$\Delta CD_{\text{ligne}} = \sqrt{\frac{\Delta CD_{\text{LI1A}}^2}{2} + \frac{\Delta CD_{\text{LI1B}}^2}{2} + \left(\frac{3 (\text{moy}_{\text{LI1A}} - \text{moy}_{\text{LI1B}})}{2} \right)^2} \quad (1.23)$$

De façon similaire, la variabilité 3σ des espaces notée $\Delta CD_{\text{espace}}$ s'écrit selon l'équation 1.24.

$$\Delta CD_{\text{espace}} = \sqrt{\frac{\Delta CD_{\text{espace } 1}^2}{2} + \frac{\Delta CD_{\text{espace } 2}^2}{2} + \left(\frac{3 (\text{moy}_{\text{espace } 1} - \text{moy}_{\text{espace } 2})}{2} \right)^2} \quad (1.24)$$

Or, à partir des équations 1.18 et 1.19, on peut réécrire la variabilité des espaces selon la formule 1.25.

$$\Delta CD_{\text{espace } 1} = \Delta CD_{\text{espace } 2} = \frac{\Delta CD_{\text{LI1A}}}{2} + \frac{\Delta CD_{\text{LI1B}}}{2} + \Delta OVL \quad (1.25)$$

De plus, l'overlay moyen est lié à la moyenne des espaces par l'équation 1.26.

$$\text{moy}_{\text{espace } 1} - \text{moy}_{\text{espace } 2} = 2 \times OVL_{\text{moyen}} \quad (1.26)$$

Finalement, comme les tranchées LI1A et LI1B, ainsi que l'overlay sont indépendants, on peut écrire la variabilité des espaces selon la formule 1.27.

$$\Delta CD_{\text{espace}} = \sqrt{\frac{\Delta CD_{\text{LI1A}}^2}{4} + \frac{\Delta CD_{\text{LI1B}}^2}{4} + \Delta OVL^2 + (3 OVL_{\text{moyen}})^2} \quad (1.27)$$

1.6.3 Spécifications pour le CD des lignes et l'overlay

A partir de la formule 1.27 et des spécifications requises par l'ITRS dès 2009 pour l'uniformité du CD des espaces – $\Delta CD_{\text{espace}}$ – et des lignes – ΔCD_{ligne} –, il est possible de proposer plusieurs valeurs pour les variabilités à atteindre pour le procédé double patterning.

Pour les niveaux métalliques à 64 nm de période, c'est-à-dire pour le *half pitch* à 32 nm, l'ITRS préconise une uniformité du CD des espaces de 3.3 nm.

Pour atteindre cette valeur de 3.3 nm, Hazelton propose le tableau 1.1 détaillant les spécifications pour l'overlay et les tranchées LI1A et LI1B.

ΔCD_{LI1A}	2.5 nm
ΔCD_{LI1B}	2.5 nm
OVL_{moyen}	0.5 nm
ΔOVL	2.4 nm

TABLEAU 1.1 – Spécifications pour l'overlay et les lignes pour le procédé double patterning

Nous allons voir, dans le chapitre 2, en quoi ces spécifications s'avèrent drastiques pour la mise en place de la mesure de l'overlay et du CD des lignes.

La métrologie pour le contrôle de la lithographie

Sommaire

2.1	Introduction	34
2.1.1	Notions de base en métrologie	34
2.1.2	Métrologie dédiée à la lithographie	35
2.2	La microscopie électronique à balayage (MEB)	36
2.2.1	Principe de la mesure	36
2.2.2	Les avancées	38
2.2.3	Les limites	39
2.2.4	Conclusion	39
2.3	La scattérométrie	40
2.3.1	Principe général	40
2.3.2	Instrumentation : l'ellipsométrie	42
2.3.3	L'ellipsométrie via le formalisme de Jones	42
2.3.4	L'ellipsométrie appliquée à la mesure des épaisseurs et des indices optiques	43
2.3.5	La configuration ellipsométrique à analyseur rotatif	43
2.3.6	La configuration ellipsométrique à compensateur rotatif	44
2.3.7	Gain du formalisme de Stokes-Mueller pour l'ellipsométrie à compensateur rotatif	46
2.3.8	Précision, sensibilité et corrélation	50
2.4	La mesure de l'overlay par imagerie	52
2.4.1	Les mires traditionnelles et leurs limites	52
2.4.2	Les mires actuelles	53
2.5	La mesure de l'overlay par diffraction	55
2.5.1	Réponse optique d'une mire de diffraction	55
2.5.2	Principe de la mesure d'overlay par diffraction	55
2.5.3	Fonctionnement de l'équipement de mesure	57
2.6	La métrologie spécifique au double patterning	58
2.6.1	Description de l'existant	58
2.6.2	Méthode développée lors de la thèse	59
2.7	Conclusion	60

2.1 Introduction

2.1.1 Notions de base en métrologie

La métrologie est la science de la mesure. Dans le contexte de la microélectronique, la métrologie est nécessaire au développement des nouveaux procédés, au contrôle et au suivi des procédés existants. Elle intervient aussi lors du processus de qualification d'un produit.

Historiquement, la tolérance de fabrication est fixée à 10% de la valeur de la dimension critique du niveau ; la précision de la mesure doit alors être inférieure à un seuil fixé à 10% de cette tolérance [15].

Cependant, l'ITRS, dans son rapport mis à jour en 2012, préconise un budget pour la métrologie valant environ 20% de la spécification du procédé.

Pour 2015, l'ITRS donne l'objectif d'une précision de 0.4 nm pour les mesures de l'overlay et du CD des lignes pour un niveau à double patterning. A STMicroelectronics, la précision ciblée est de 0.3 nm pour l'overlay du double patterning de la technologie 14 nm [16].

A ce niveau du manuscrit, il est indispensable de définir deux notions essentielles en métrologie : la précision et la justesse de la mesure.

Une analogie avec le tir est proposée figure 2.1. La cible de gauche représente un tir précis – dans le sens de répétable – car les impacts sont tous regroupés dans la même zone. Cependant, l'ensemble des impacts est décalé du centre de la cible. Cela correspond, dans le domaine de la métrologie, à une mesure précise mais inexacte. La cible de droite représente un tir imprécis – car les impacts sont dispersés – mais mieux centré. Cela symbolise une mesure qui serait juste – ou exacte – mais imprécise.

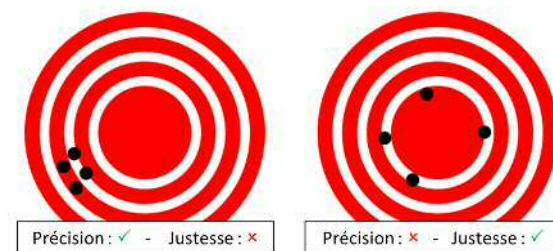


FIGURE 2.1 – Illustration de la justesse et de la précision d'une mesure

La figure 2.2 représente la distribution aléatoire d'une mesure obtenue par répétition sur le même échantillon. La distribution est considérée comme gaussienne avec un écart-type σ , ce qui est valable pour un grand nombre de phénomènes physiques aléatoires. La précision est prise à $\pm 3\sigma$ autour de la valeur moyenne de la mesure, ce qui correspond à plus de 99.7% de l'étendue.

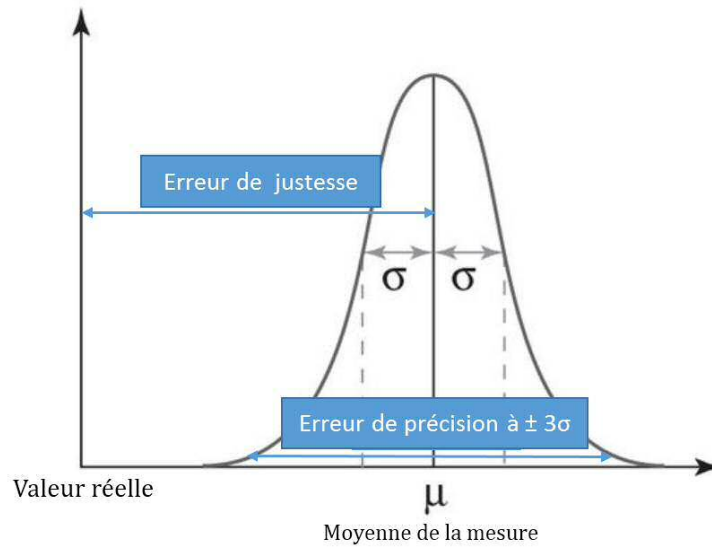


FIGURE 2.2 – Justesse et précision pour la mesure d'un phénomène à distribution gaussienne

L'incertitude de la mesure est la somme quadratique des deux grandeurs.

$$incertitude = \sqrt{erreur_{justesse}^2 + erreur_{precision}^2} \quad (2.1)$$

2.1.2 Métrologie dédiée à la lithographie

Le but de la métrologie spécifiquement dédiée à la lithographie est de mesurer les paramètres géométriques de l'empilement à cette étape, ainsi que l'erreur d'alignement. Cela permet de contrôler l'étape de lithographie afin de corriger les éventuelles erreurs ou de les compenser lors de la gravure. Cette métrologie est divisée en deux étapes : la mesure de la dimension critique et la mesure de l'erreur d'alignement.

Il existe plusieurs techniques permettant la mesure de la dimension critique. La microscopie électronique à transmission – TEM – et à balayage en coupe transversale – XSEM – sont très précises mais nécessitent une préparation de l'échantillon qui doit être clivé. Ce sont des techniques très utiles pour la caractérisation des procédés mais elles ne peuvent être appliquées pour un suivi en ligne car elles sont trop lentes et destructives.

La microscopie à force atomique – AFM – peut être utilisée pour un tel suivi mais sa vitesse de mesure, trop lente, est en pratique inadéquate pour des mesures intensives. De plus, elle donne des résultats qui sont corrélés à la forme de la pointe de mesure, ce qui complique l'analyse des mesures. Elle s'avère aussi inadaptée dans le cas de structures denses, si le motif à mesurer possède une dimension de l'ordre de la taille de cette pointe.

Par conséquent, les deux techniques utilisées communément pour la métrologie de la dimension critique sont la microscopie électronique à balayage – SEM – et la scattérométrie [17].

L'alignement est contrôlé par des mesures d'overlay réalisées après le développement de la résine. Deux techniques de mesure sont utilisées : la mesure par imagerie et la mesure par diffraction, qui nécessitent chacune une mire spécifique.

2.2 La microscopie électronique à balayage (MEB)

2.2.1 Principe de la mesure

La microscopie électronique à balayage – MEB ou SEM pour *scanning electron microscopy* – nécessite une sonde à électrons, un détecteur collectant les électrons secondaires et un système permettant d’afficher l’image obtenue. Comme l’illustre la figure 2.3, le système produisant la sonde à électrons consiste en un canon à électrons, des lentilles magnétiques faisant office de condenseur et d’objectif. La bobine sert à balayer l’échantillon afin d’imager sa topographie.

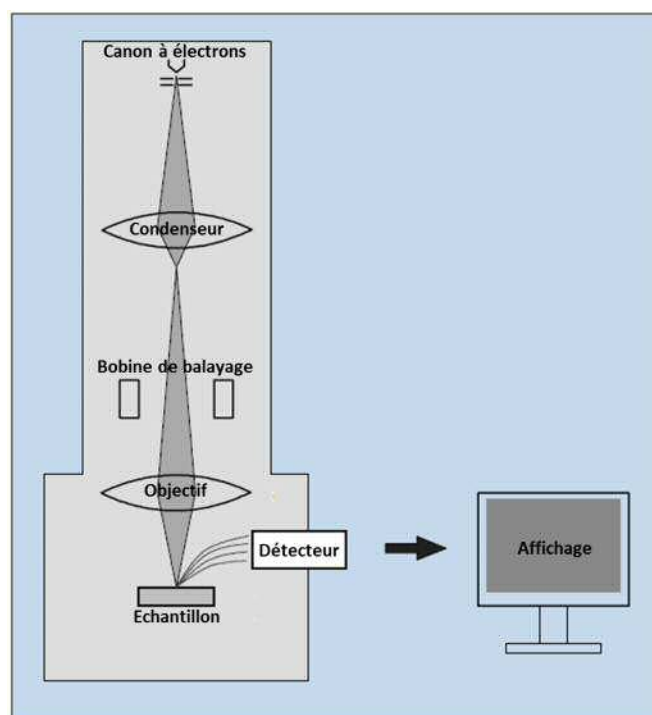


FIGURE 2.3 – Vue schématique d’un microscope électronique à balayage

La microscopie électronique à balayage est capable de mesurer les motifs de résine en ligne en balayant le wafer avec un faisceau d’électrons avec des tensions d’accélération de l’ordre de 1000 à 30 000 Volts.

Le faisceau incident est diffusé de façon élastique ou inélastique, produisant des électrons secondaires et rétrodiffusés. Les électrons secondaires sont définis comme ayant une énergie inférieure à 50 eV alors que les électrons rétrodiffusés ont une énergie proche de celle du faisceau incident.

Dans l’industrie du semiconducteur, c’est le signal issu de la détection des électrons secondaires qui est majoritairement utilisé pour la mesure de la dimension critique car ces électrons proviennent d’interactions à la surface de l’échantillon.

Comme le nombre et la direction de ces électrons diffusés dépendent de la composition du matériau et de la topographie, l’intensité du signal détecté varie et une image des motifs de la résine peut être reconstituée. La relation entre l’angle du faisceau incident et le taux d’émission des électrons captés est illustrée par la figure 2.4.

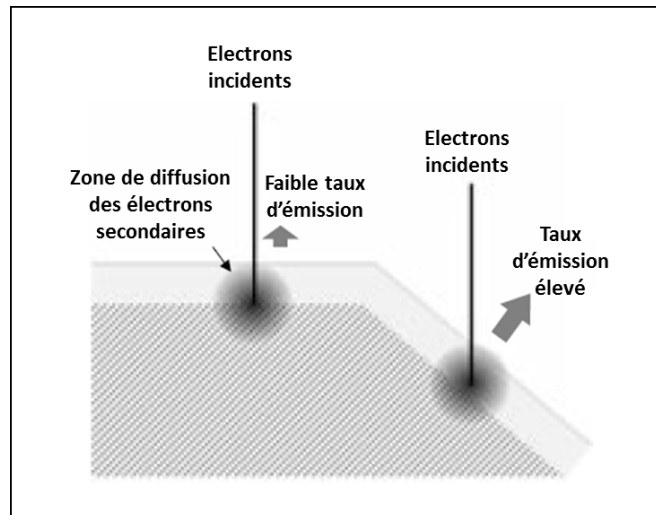


FIGURE 2.4 – Relation entre l'angle du faisceau incident et le taux d'émission d'électrons secondaires

Si le faisceau incident balaye un motif en forme de ligne, cela entraîne une variation du signal. Des algorithmes sont nécessaires pour retrouver les bords de ligne à partir de la courbe du signal en fonction de la position. L'algorithme le plus simple est de choisir un seuil à partir duquel le bord de la ligne est identifié. Dans la figure 2.5, le CD de la ligne de résine est mesuré par un seuillage à 80%.

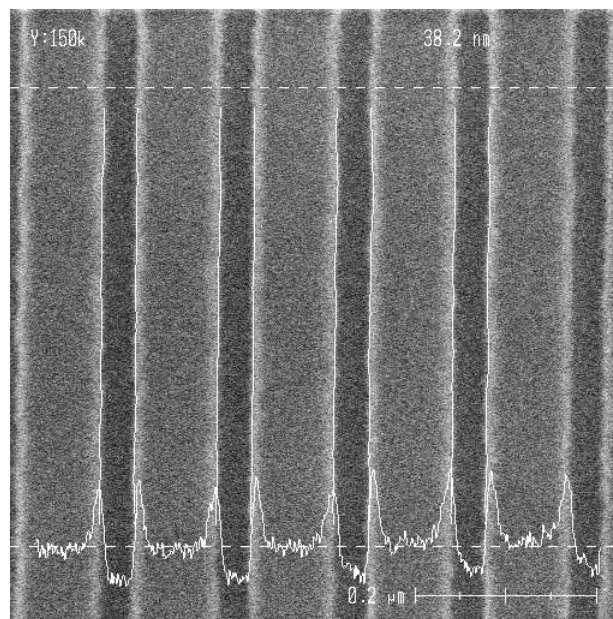


FIGURE 2.5 – Extraction du CD par seuillage à 80% du signal d'électrons secondaires d'un microscope électronique à balayage

Le signal émanant des électrons secondaires n'est pas composé seulement des électrons générés par l'interaction initiale lors de l'entrée du faisceau dans l'échantillon. Ce signal peut aussi provenir d'électrons secondaires générés par la diffusion élastique et inélastique d'électrons rétrodiffusés qui s'échappent de l'échantillon et qui sont collectés par le capteur. Les électrons rétrodiffusés peuvent avoir des interactions multiples avec des composants

de l'instrument de mesure, ce qui génèrent des électrons secondaires supplémentaires. Cela explique pourquoi la modélisation du signal d'électrons secondaires est complexe. C'est pourquoi l'extraction de la dimension critique par seuillage reste la méthode standard dans l'industrie, malgré des progrès réalisés sur le thème de la modélisation.

2.2.2 Les avancées

La modélisation du signal

Un électron peut diffuser plusieurs milliers de fois avant de perdre son énergie et s'échapper de l'échantillon. Comme le nombre d'électrons interagissant avec l'échantillon est colossal, il faut user de techniques statistiques pour tenter de modéliser mathématiquement les interactions. La technique la plus adaptée est la méthode de simulation de Monte Carlo [18]. Dans cette méthode, les trajectoires individuelles des électrons sont simulées. Comme les événements de diffusion qui peuvent survenir sont très nombreux, on ne peut privilégier un événement devant l'autre. C'est pourquoi des algorithmes impliquant des générations aléatoires de nombres sont utilisés pour sélectionner la séquence des interactions subies par un électron. En répétant ce procédé pour un nombre suffisamment important d'électrons incidents, plus d'un millier, l'effet des interactions est moyenné, ce qui donne une idée de la façon dont les électrons se comportent dans le matériau.

La modélisation inverse du signal permet de reconstruire le profil d'un motif de l'échantillon. En comparant une image expérimentale et une image simulée basée sur un signal généré à partir des paramètres instrumentaux et des grandeurs à mesurer, il est possible d'obtenir la dimension critique ainsi que la pente du motif trapézoïdal qui approxime classiquement la coupe transversale d'une ligne de résine [19].

L'apport des électrons rétrodiffusés

Grâce à l'ajout de détecteurs d'électrons rétrodiffusés dans les générations avancées de microscopes électroniques à balayage, il est possible d'améliorer le contraste des images en fonction de la nature du matériau. Des motifs présents dans les couches inférieures peuvent être imagés mais le contraste obtenu, ainsi que la précision, restent faibles comme l'illustre l'image de la figure 2.6 issue d'une publication de l'équipementier Hitachi [20].

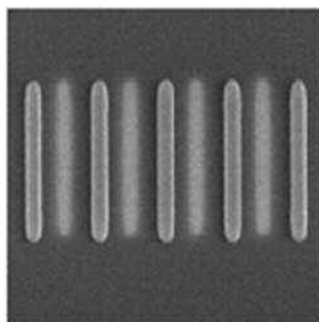


FIGURE 2.6 – Image de lignes de résine superposées sur des lignes gravées dans une couche inférieure

2.2.3 Les limites

Il faut savoir cependant que la mesure par microscopie électronique à balayage souffre de plusieurs inconvénients [21].

De fait, la résine étant un matériau peu conducteur, elle se charge électriquement. Une seconde mesure sur le même motif est alors biaisée en raison de ce phénomène de charge.

En effet, une zone chargée positivement va apparaître en noir tandis qu'une zone chargée négativement va être imagée en blanc. Le phénomène de charge a donc une incidence importante sur le contraste de l'image. Ainsi, la mesure d'une ligne de résine chargée négativement va donner une valeur inférieure à la dimension réelle de la ligne. Une des solutions est de réduire l'énergie du faisceau d'électrons. Mais le risque est alors de perdre en résolution.

De plus, les résines à amplification chimiques utilisées pour la lithographie exposant à 193 nm ou 248 nm sont composées de polymères qui interagissent avec le faisceau d'électrons du MEB. Cette interaction provoque la perte de groupes carbonyles de la résine. Ce phénomène, communément appelé "resist shrinkage", a comme conséquence la réduction du CD d'une ligne de résine à chaque mesure [22].

Dans le cas de l'évaluation de la précision d'une mesure, comme on ne peut pas mesurer plusieurs fois le même site d'une mire en raison de ces deux phénomènes, le spot du faisceau doit être décalé lors de chaque reproduction effectuée [23].

2.2.4 Conclusion

La microscopie électronique à balayage est une méthode de mesure très utilisée en microélectronique. Par la modélisation du signal, on a désormais des informations sur le profil des motifs et notamment la pente. De plus, les derniers équipements disposent d'un détecteur à électrons secondaires permettant de collecter les électrons provenant d'interactions en profondeur et donc de mesurer dans certains cas des motifs des couches inférieures. Nous verrons que dans le contexte du double patterning des niveaux métalliques, il n'est pas possible d'imager le réseau gravé dans l'oxyde lors de l'étape de mesure après développement de la résine.

Une autre méthode de mesure de dimension critique s'impose comme une alternative intéressante : la scattérométrie, qui est une mesure optique, non destructive et rapide, et qui permet une reconstruction de l'ensemble de l'empilement mesuré.

2.3 La scattérométrie

La scattérométrie est une mesure optique d’une structure périodique à plusieurs dimensions. L’état de polarisation de la lumière diffractée est une fonction des propriétés optiques des matériaux, de leur épaisseur, du pas des motifs périodiques et de leurs dimensions. Dans ce paragraphe, nous allons voir le principe de la scattérométrie, ainsi que son utilisation avec les deux configurations ellipsométriques les plus utilisées actuellement : à analyseur rotatif et à compensateur rotatif. Le gain de la configuration à compensateur rotatif est démontré, ce qui justifie le choix de cette configuration lors de la thèse.

2.3.1 Principe général

La scattérométrie génère une représentation en trois dimensions du motif mesuré après une étape de modélisation. On peut donc en extraire la valeur du CD mais aussi des informations supplémentaires sur le profil d’une structure périodique.

Le schéma de la figure 2.7 [24] illustre le principe de la mesure basée sur la diffraction d’un faisceau incident par une structure périodique, ici un réseau de lignes.

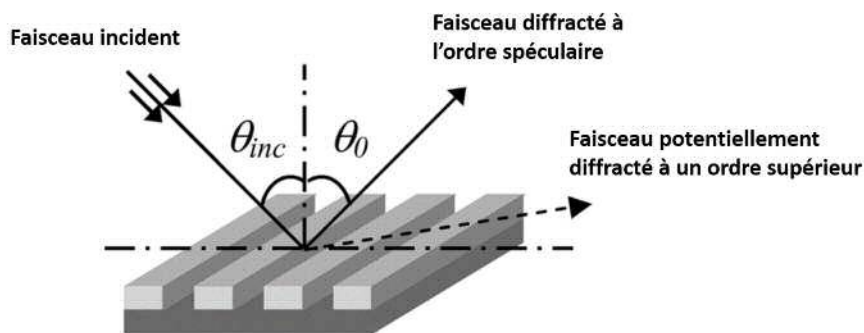


FIGURE 2.7 – Diffraction d’un faisceau par un réseau de lignes

La scattérométrie a été développée suite aux travaux de modélisation des structures périodiques ayant mené à la RCWA - *Rigorous Coupled Wave Analysis* - nommée aussi MMFE pour *Modal Method by Fourier Expansion*. La RCWA a été formalisée par Moharam et Gaylord en 1981 [25]. La méthode a été améliorée successivement par différents auteurs comme Li [26] ou Lalane [27], qui ont permis de s’affranchir d’instabilités ou de limitations.

Dans le cas de la scattérométrie spectrale, un faisceau de lumière à large bande – 190 à 980 nm – est incident sur une mire.

La lumière subit alors une diffraction due à la structure périodique, souvent un réseau de lignes. La lumière diffractée à l’ordre zéro est captée par un détecteur optique. Une partie de la lumière est absorbée ou transmise à travers les couches de matériaux. Le détecteur collecte la lumière réfléchie, plus précisément son intensité ou son état de polarisation, et génère une information spectrale, la signature, en fonction de la longueur d’onde. Cette signature de la structure dépend de plusieurs facteurs dont la période spatiale du motif, c’est-à-dire le pas du réseau, son profil et donc la dimension critique, et les épaisseurs des différentes couches. La signature varie aussi en fonction des propriétés optiques des matériaux et de l’angle d’incidence du faisceau.

Les mesures sont réalisées en optimisant un modèle prédéfini, à partir des données spectrales correspondant à l'empilement que l'on cherche à reconstruire. Le déroulement de la mesure de scattérométrie est synthétisé sur la figure 2.8 dans le cas de la méthode des bibliothèques.

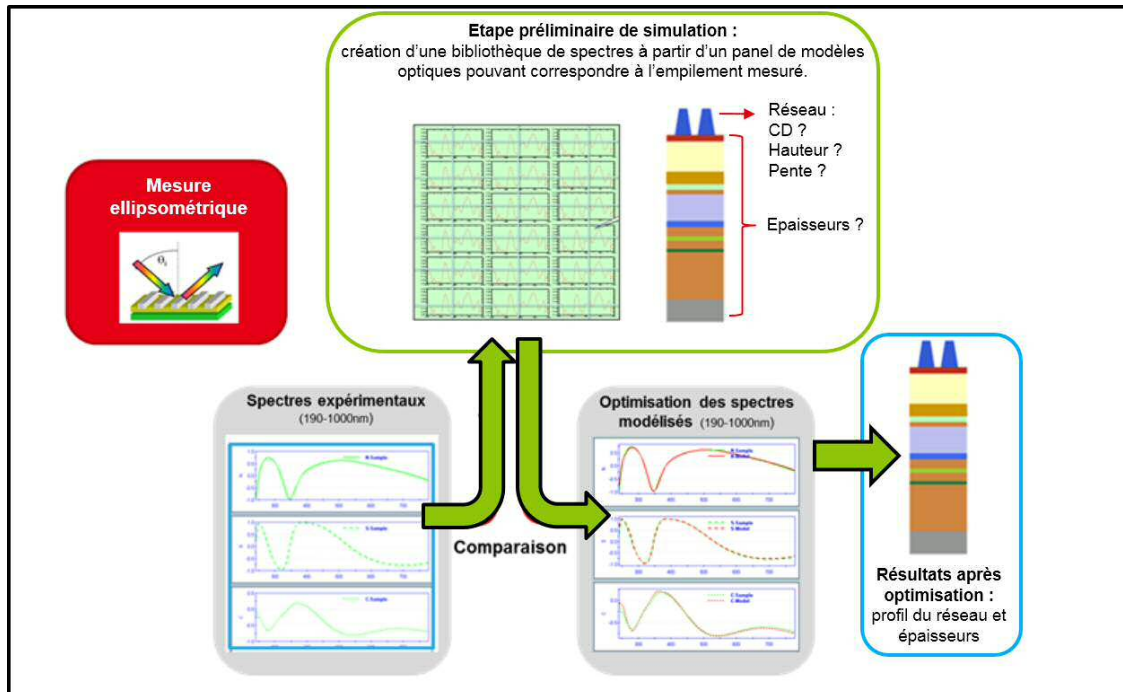


FIGURE 2.8 – Principe de la scattérométrie par la méthode des bibliothèques

La méthode des bibliothèques consiste à simuler en amont un panel de combinaison des paramètres, générant alors de nombreuses signatures. Puis lors de la mesure, la signature simulée qui correspond le mieux à la signature mesurée est identifiée. Cette correspondance permet alors de déduire le CD et les épaisseurs des couches de l'empilement de la mire.

Cette méthode demande un temps de simulation préparatoire important, ce qui a incité à l'utilisation d'algorithmes plus poussés reposant sur la minimisation d'une fonction coût calculée à l'avance [28].

La précision de la mesure dépend d'abord de la précision expérimentale lors de l'acquisition des spectres. Chaque grandeur ellipsométrique est accompagnée de son écart-type pour toute longueur d'onde de l'intervalle spectral.

De plus, la précision de la mesure est liée à la qualité de l'optimisation. La différence entre les spectres simulés et les spectres mesurés, que l'on quantifie dans l'erreur quadratique moyenne, est ainsi un critère à minimiser. Plusieurs algorithmes de minimisation permettent l'optimisation, comme les méthodes Levenberg-Marquardt ou Gauss-Newton.

Cependant, comme la mesure est indirecte puisque reconstruite à partir d'un modèle, la solution trouvée suite à l'optimisation n'est pas garantie comme étant la solution exacte, même dans le cas de spectres coïncidant parfaitement.

En effet, il est indispensable d'étudier les corrélations entre les paramètres mesurés. Deux paramètres corrélés de manière excessive peuvent ainsi induire une erreur si la solution physique exacte n'est pas la seule à pouvoir correspondre aux spectres.

2.3.2 Instrumentation : l'ellipsométrie

La scattérométrie a été développée d'abord avec un faisceau monochromatique issu d'un laser avec des mesures faites à plusieurs angles d'incidence [29]. Cette technologie est encore utilisée aujourd'hui sous le nom de scattérométrie à angle résolu, bien qu'il soit plus courant d'adopter un système à angle fixe avec une source à large bande spectrale.

La scattérométrie spectrale utilise en fait l'instrumentation de l'ellipsométrie ou de la réflectométrie, les deux pouvant être combinées.

L'ellipsométrie a été développée théoriquement et expérimentalement par Drude en 1887 [30]. Pourtant, comme la mesure ellipsométrique était partiellement manuelle et donc difficile à mettre en place, son usage n'était pas très courant.

En 1975, Aspnes et Studna conçurent l'ellipsomètre spectroscopique entièrement automatisé, ce qui permit des mesures bien plus rapides, mais aussi bien plus précises [31].

En 1990, une équipe développa un instrument utilisant un capteur à matrice de photodiodes qui permit la mesure simultanée de l'intensité lumineuse à de multiples longueurs d'onde [32]. L'ellipsométrie spectroscopique devint alors une technique de métrologie très intéressante pour l'industrie pour les mesures d'épaisseurs de couches minces.

2.3.3 L'ellipsométrie via le formalisme de Jones

L'ellipsométrie classique repose sur le formalisme de Jones.

Dans ce formalisme, chaque mouvement elliptique du champ électrique E peut être décomposé selon les axes x et y , avec des amplitudes A et des phases ϕ . On obtient le vecteur de Jones explicité dans la relation 2.2 [33].

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_x e^{j\phi_x} \\ A_y e^{j\phi_y} \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

L'interaction avec l'échantillon à mesurer transforme le vecteur de Jones du faisceau incident en un autre vecteur de Jones via une transformation linéaire où les J_{ij} sont les éléments de la matrice de Jones.

$$\begin{pmatrix} E_x^{sortie} \\ E_y^{sortie} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} J_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & J_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^{entrée} \\ E_y^{entrée} \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Pour des échantillons plans et isotropes, la matrice de Jones est diagonale et les éléments diagonaux sont directement les coefficients complexes de Fresnel pour la polarisation p (parallèle au plan d'incidence) et s (perpendiculaire à ce même plan) : R_p et R_s .

En pratique, l'angle d'incidence est fixé typiquement autour de 65° et le détecteur collecte l'ordre spéculaire de la lumière diffractée. Les deux paramètres ellipsométriques sont Ψ et Δ . Ils sont liés aux coefficients de Fresnel de la structure mesurée via la formule 2.4.

$$\frac{R_p}{R_s} = \tan \psi e^{i\Delta} \quad (2.4)$$

Cette équation est valable pour toute structure symétrique. Une asymétrie peut en effet intervenir au sein de la structure : motif du réseau asymétrique par exemple. L'asymétrie peut être aussi due à la configuration expérimentale : angle azimutal du faisceau incident oblique à l'axe de symétrie du réseau.

2.3.4 L'ellipsométrie appliquée à la mesure des épaisseurs et des indices optiques

Avant la scattérométrie, l'application de l'ellipsométrie était la détermination des indices optiques des matériaux et leurs épaisseurs via les équations de Fresnel.

Cette détermination est possible en mesurant les grandeurs Ψ et Δ , ce qui permet de déduire le rapport des coefficients de réflexion $\frac{R_p}{R_s}$.

A la différence de la scattérométrie qui requiert des techniques de calcul numérique, la détermination des indices optiques et des épaisseurs est basée sur la résolution itérative des équations de Fresnel.

C'est une méthode analytique fondée sur un formalisme issu des travaux d'Abelès [34]. Ce formalisme permet de considérer la propagation d'un état de polarisation à travers un système de couches par des matrices de transfert. Une amélioration proposée par Kroesen [35] permet de modéliser un système de couches isotropes et anisotropes grâce à un formalisme d'impédance.

Le lecteur intéressé par la résolution analytique des équations de Fresnel via ce formalisme trouvera dans le manuel de Fujiwara [36] une description détaillée.

2.3.5 La configuration ellipsométrique à analyseur rotatif

La configuration ellipsométrique la plus basique est la configuration PSA pour *Polarizer Sample Analyzer* schématisée par la figure 2.9.

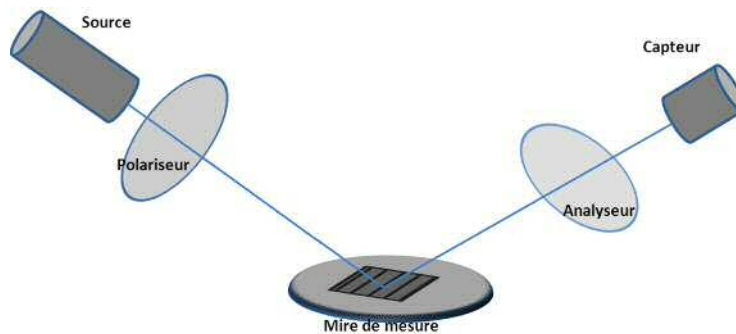


FIGURE 2.9 – Ellipsomètre à configuration PSA

Au sein du département de métrologie, nous disposons d'ellipsomètres de cette configuration fournis par l'équipementier KLA-Tencor. Ces ellipsomètres permettent la mesure d'épaisseurs mais ils ont plusieurs limitations.

Pour comprendre ces limitations, détaillons le calcul menant à l'expression de l'intensité lumineuse en fonction de l'angle de l'analyseur.

La première étape est d'écrire le produit matriciel qui permet d'obtenir le vecteur de Jones V en sortie de l'analyseur :

$$V_{\text{sortie}} = A R(A) M_{\text{échantillon}} R(-P) P V_{\text{entrée}} \quad (2.5)$$

La matrice $A R(A)$ et la matrice $R(-P) P$ sont les matrices de projection sur les axes de l'analyseur et du polariseur, A et P étant leurs angles respectifs.

Si l'on explicite ces matrices ainsi que la matrice de Jones de l'échantillon, on obtient l'expression 2.6.

$$\begin{bmatrix} E \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos A & \sin A \\ -\sin A & \cos A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sin \psi \exp(i\Delta) & 0 \\ 0 & \cos \psi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos P & -\sin P \\ \sin P & \cos P \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

En développant, on obtient l'expression du champ électrique E à la sortie de l'analyseur :

$$E = E_0 [\cos P \cos A \sin \psi \exp(i\Delta) + \sin P \sin A \cos \psi] \quad (2.7)$$

L'intensité détectée I est proportionnelle à $|E|^2$. Des étapes de calcul détaillées dans un article de Garcia-Caurel et al.[37] permettent d'aboutir à la formule de l'équation 2.8.

$$I = I_0 [(1 - \cos 2P \cos 2\psi) + (\cos 2P - \cos 2\psi) \cos 2A + (\sin 2P \sin 2\psi \cos \Delta) \sin 2A] \quad (2.8)$$

En incluant $(1 - \cos 2P \cos 2\psi)$ dans la constante I_0 et en posant $\alpha = \frac{\cos 2P - \cos 2\psi}{1 - \cos 2P \cos 2\psi}$ et $\beta = \frac{\sin 2P \sin 2\psi \cos \Delta}{1 - \cos 2P \cos 2\psi}$, l'intensité I s'écrit en fonction des coefficients de Fourier normalisés α et β .

$$I = I_0 [1 + \alpha \cos 2A + \beta \sin 2A] \quad (2.9)$$

Les coefficients α et β peuvent s'écrire sous la forme :

$$\alpha = \frac{\tan^2 \psi - \tan^2 P}{\tan^2 \psi + \tan^2 P} \quad \beta = \frac{2 \tan \psi \cos \Delta \tan P}{\tan^2 \psi + \tan^2 P} \quad (2.10)$$

On obtient finalement $\tan \psi$ et $\cos \Delta$ à partir des coefficients α et β que l'on extrait de la mesure de l'intensité par analyse de Fourier.

$$\tan \psi = \sqrt{\frac{1 + \alpha}{1 - \alpha}} |\tan P| \quad \cos \Delta = \frac{\beta}{\sqrt{1 - \alpha^2}} \quad (2.11)$$

La grande limitation dans la configuration à analyseur rotatif vient du fait que l'on ne mesure pas Δ mais $\cos \Delta$. Il y a donc une incertitude sur le signe de Δ . De plus, l'erreur dans la mesure de Δ augmente au voisinage de $\Delta = 0^\circ$ et 180° .

2.3.6 La configuration ellipsométrique à compensateur rotatif

L'ellipsomètre utilisé dans le contexte de la thèse est un ellipsomètre à compensateur rotatif conçu par l'entreprise Woollam et incorporé dans un équipement de la société Nanometrics.

La configuration ellipsométrique est une configuration PCSA – pour *Polarizer Compensator Sample Analyzer* – illustrée par le schéma de la figure 2.10.

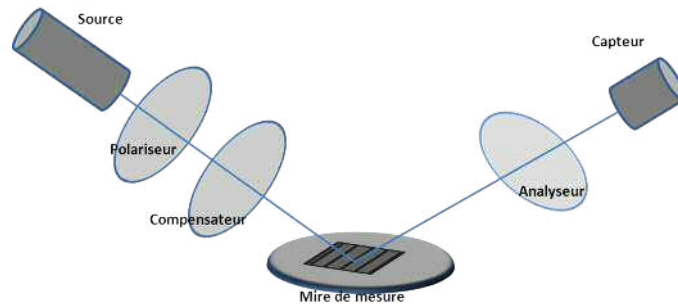


FIGURE 2.10 – Configuration de l'ellipsomètre de l'étude : configuration PCSA

La configuration à compensateur rotatif permet de mesurer 3 grandeurs N, S et C reliées à $\tan 2\psi$ et $\tan \Delta$ qui sont des bijections des deux paramètres ellipsométriques, ce qui évite toute discontinuité dans les spectres.

Détaillons les calculs menant à la détermination de N, S et C à partir de l'intensité détectée.

La relation entre les vecteurs de Jones V en entrée du polariseur et en sortie de l'analyseur s'écrit par le produit de matrices de l'équation 2.12.

$$V_{\text{sortie}} = A R(A) M_{\text{échantillon}} R(-C) C R(C) R(-P) P V_{\text{entrée}} \quad (2.12)$$

Le compensateur est une lame quart d'onde qui induit un retard de $\frac{\pi}{2}$ entre les composantes TE et TM du champ. Sa matrice de Jones s'écrit selon l'équation 2.13.

$$C = \begin{bmatrix} e^{-i\frac{\pi}{4}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\pi}{4}} \end{bmatrix} = e^{-i\frac{\pi}{4}} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

Les angles de l'analyseur et du polariseur sont réglés respectivement à 45° et 0° . Par conséquent, le vecteur de Jones à la sortie de l'analyseur s'écrit selon le produit matriciel suivant en posant θ égal à l'angle du compensateur.

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \frac{e^{-i\frac{\pi}{4}}}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sin \psi \exp(i\Delta) & 0 \\ 0 & \cos \psi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \\ \times \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.14)$$

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \frac{e^{-i\frac{\pi}{4}}}{2} \begin{bmatrix} \sin \psi \exp(i\Delta) & \cos \psi \\ \sin \psi \exp(i\Delta) & \cos \psi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta & -i \sin \theta \\ \sin \theta & i \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta & 0 \\ -\sin \theta & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \frac{e^{-i\frac{\pi}{4}}}{2} \begin{bmatrix} \sin \psi \exp(i\Delta) & \cos \psi \\ \sin \psi \exp(i\Delta) & \cos \psi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos^2 \theta + i \sin^2 \theta & 0 \\ \sin \theta \cos \theta - i \sin \theta \cos \theta & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \frac{e^{-i\frac{\pi}{4}}}{2} \begin{bmatrix} \sin \psi \exp(i\Delta)(\cos^2 \theta + i \sin^2 \theta) + \cos \psi(\sin \theta \cos \theta - i \sin \theta \cos \theta) & 0 \\ \sin \psi \exp(i\Delta)(\cos^2 \theta + i \sin^2 \theta) + \cos \psi(\sin \theta \cos \theta - i \sin \theta \cos \theta) & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

L'intensité détectée I est proportionnelle à $|E|^2 = |E_x|^2 + |E_y|^2$. Dans notre cas, $E_x = E_y$. Détaillons le calcul de la norme de E_x , puis du carré de sa norme. On s'affranchit dans le calcul du coefficient $\frac{e^{-i\frac{\pi}{4}}}{2}$ dont la norme vaut $\frac{1}{4}$.

$$E_x = \sin \psi (\cos \Delta + i \sin \Delta) (\cos^2 \theta + i \sin^2 \theta) + \cos \psi (\sin \theta \cos \theta - i \sin \theta \cos \theta) \quad (2.18)$$

En développant E_x , on peut identifier partie réelle et partie imaginaire.

$$\text{Re}(E_x) = \sin \psi (\cos \Delta \cos^2 \theta - \sin \Delta \sin^2 \theta) + \cos \psi (\sin \theta \cos \theta) \quad (2.19)$$

$$\text{Im}(E_x) = \sin \psi (\cos \Delta \sin^2 \theta + \sin \Delta \cos^2 \theta) - \cos \psi (\sin \theta \cos \theta) \quad (2.20)$$

Élevons au carré les équations 2.19 et 2.20.

$$[\operatorname{Re}(E_x)]^2 = \sin^2 \psi \left(\cos \Delta \cos^2 \theta - \sin \Delta \sin^2 \theta \right)^2 + \frac{1}{4} \cos^2 \psi \sin^2 (2\theta) + \frac{1}{2} \sin (2\psi) \sin (2\theta) (\cos \Delta \cos^2 \theta - \sin \Delta \sin^2 \theta) \quad (2.21)$$

$$[\operatorname{Im}(E_x)]^2 = \sin^2 \psi \left(\cos \Delta \sin^2 \theta + \sin \Delta \cos^2 \theta \right)^2 + \frac{1}{4} \cos^2 \psi \sin^2 (2\theta) + \frac{1}{2} \sin (2\psi) \sin (2\theta) (\cos \Delta \sin^2 \theta - \sin \Delta \cos^2 \theta) \quad (2.22)$$

$$[\operatorname{Re}(E_x)]^2 + [\operatorname{Im}(E_x)]^2 = \sin^2 \psi \left(\cos^4 \theta + \sin^4 \theta \right) + \frac{1}{4} \cos^2 \psi (1 - \cos 4\theta) + \frac{1}{2} \sin (2\psi) \sin (2\theta) (\cos \Delta + \sin \Delta \cos (2\theta)) \quad (2.23)$$

$$[\operatorname{Re}(E_x)]^2 - [\operatorname{Im}(E_x)]^2 = \frac{1 - \cos 2\psi}{2} \times \frac{3 + \cos 4\theta}{4} + \frac{1 + \cos 2\psi}{4} \times \frac{1 - \cos 4\theta}{2} + \frac{\sin 2\psi \cos \Delta}{2} \sin 2\theta + \frac{\sin 2\psi \sin \Delta}{4} \sin 4\theta \quad (2.24)$$

$$[\operatorname{Re}(E_x)]^2 - [\operatorname{Im}(E_x)]^2 = \frac{2 - \cos 2\psi - \cos 2\psi \cos 4\theta}{4} + \frac{\sin 2\psi \cos \Delta}{2} \sin 2\theta + \frac{\sin 2\psi \sin \Delta}{4} \sin 4\theta \quad (2.25)$$

$$\frac{I}{I_0} = 2 - \cos 2\psi + 2 \sin 2\psi \sin \Delta \sin 2\theta - \cos 2\psi \cos 4\theta + \sin 2\psi \cos \Delta \sin 4\theta \quad (2.26)$$

Les trois grandeurs N , S et C sont mesurées par l'ellipsomètre à compensateur rotatif à partir d'une analyse harmonique de l'intensité en fonction de l'angle $\theta = \omega t$.

$$N = \cos 2\psi \quad S = \sin 2\psi \sin \Delta \quad C = \sin 2\psi \cos \Delta \quad (2.27)$$

Un tel ellipsomètre est plus précis qu'un ellipsomètre à analyseur rotatif. En effet, la mesure permet la détermination de ψ et Δ sur l'ensemble de la gamme de mesure.

De plus, la configuration PCSA avec compensateur rotatif autorise la détermination de douze des seize éléments de la matrice de Mueller dont le formalisme est présenté dans le paragraphe suivant.

2.3.7 Gain du formalisme de Stokes-Mueller pour l'ellipsométrie à compensateur rotatif

Principe de l'ellipsométrie de Mueller

L'ellipsométrie spectroscopique basée sur le formalisme de Jones devient plus complexe lorsque l'échantillon provoque un transfert de polarisation entre le mode TE et le mode TM. La matrice de Jones de l'échantillon n'est alors plus diagonale et il apparaît des

coefficients de Fresnel croisés. Cela peut se produire dans le cas de matériau à forte rugosité ou lorsque l'échantillon comporte une structure périodique asymétrique.

Il est alors intéressant d'utiliser le formalisme de Stokes-Mueller, d'où son nom d'ellipsométrie de Mueller [38].

Dans le cas du double patterning où l'overlay entre deux réseaux empilés induit une asymétrie, une mesure de scattérométrie fondée sur le formalisme de Stokes-Mueller est une solution bien adaptée.

Nous allons donc détailler ce formalisme afin d'assimiler le fonctionnement de l'ellipsométrie de Mueller.

Dans le formalisme de Stokes-Mueller, on définit un vecteur à quatre dimensions, le vecteur de Stokes, valable pour un repère orthogonal (axes x et y).

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_x + I_y \\ I_x - I_y \\ I_{45^\circ} - I_{-45^\circ} \\ I_G - I_D \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

I_x , I_y , I_{45° et I_{-45° sont les intensités qui seraient mesurées à travers un polariseur linéaire idéal orienté respectivement selon l'axe x, l'axe y, +45 degrés et -45 degrés. I_G et I_D sont les intensités transmises respectivement par un polariseur circulaire gauche et par un polariseur circulaire droit.

Le vecteur de Stokes subit une transformation linéaire lors de l'interaction avec un échantillon. Elle est décrite par une matrice de dimension 4, appelée matrice de Mueller et notée $[M]$ ci-dessous.

$$[S_{sortie}] = [M][S_{entrée}] \quad (2.29)$$

On peut caractériser, grâce à sa matrice de Mueller, n'importe quel échantillon.

Calcul des paramètres de Mueller pour la configuration ellipsométrique à compensateur rotatif unique

L'ajout d'un compensateur permet d'avoir accès à la mesure d'un échantillon asymétrique. Ainsi un ellipsomètre configuré en PCSA est capable de déterminer douze éléments de la matrice de Mueller. La mesure demande l'analyse harmonique de l'intensité détectée pour quatre angles différents de l'analyseur.

Pour une configuration PCSA, le vecteur de Stokes à la sortie de l'ellipsomètre est donné par la relation 2.30.

$$[S_{sortie}] = [M_{analyseur}][M_{échantillon}][M_{compensateur}][M_{polariseur}][S_{entrée}] \quad (2.30)$$

Les matrices de Mueller de l'analyseur et du polariseur sont définies par les matrices suivantes en posant A l'angle de l'analyseur. L'angle du polariseur est pris à 0°, c'est-à-dire selon x.

$$M_{analyseur} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \cos 2A & \sin 2A & 0 \\ \cos 2A & \cos^2 2A & \sin 2A \cos 2A & 0 \\ \sin 2A & \sin 2A \cos 2A & \sin^2 2A & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

$$M_{\text{polariseur}} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

La matrice de Mueller du compensateur peut s'écrire selon l'équation 2.33 dans le cas d'une lame quart-d'onde avec θ l'angle de rotation de l'axe rapide.

$$M_{\text{compensateur}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\theta & \cos 2\theta \sin 2\theta & -\sin 2\theta \\ 0 & \cos 2\theta \sin 2\theta & \sin^2 2\theta & \cos 2\theta \\ 0 & \sin 2\theta & -\cos 2\theta & 0 \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

La matrice de Mueller de l'échantillon s'écrit selon la formule 2.34.

$$M_{\text{échantillon}} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

La matrice de Mueller du produit $M_{\text{échantillon}} \times M_{\text{compensateur}}$ peut s'écrire de la manière générique suivante :

$$M_{\text{échantillon}} \times M_{\text{compensateur}} = \begin{pmatrix} W_{11} & W_{12} & W_{13} & W_{14} \\ W_{21} & W_{22} & W_{23} & W_{24} \\ W_{31} & W_{32} & W_{33} & W_{34} \\ W_{41} & W_{42} & W_{43} & W_{44} \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

Si l'analyseur est à 0° alors, on écrit le vecteur de Stokes à la sortie selon la formule 2.36.

$$S_{\text{sortie}} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_{11} + W_{12} & W_{11} + W_{12} & 0 & 0 \\ W_{21} + W_{22} & W_{21} + W_{22} & 0 & 0 \\ W_{31} + W_{32} & W_{31} + W_{32} & 0 & 0 \\ W_{41} + W_{42} & W_{41} + W_{42} & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_0 \\ I_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

On obtient alors pour $A = 0^\circ$:

$$I_{A=0^\circ} = \frac{I_0}{2} (W_{11} + W_{12} + W_{21} + W_{22}) \quad (2.37)$$

Si l'analyseur est à 90° alors on écrit :

$$S_{\text{sortie}} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_{11} + W_{12} & W_{11} + W_{12} & 0 & 0 \\ W_{21} + W_{22} & W_{21} + W_{22} & 0 & 0 \\ W_{31} + W_{32} & W_{31} + W_{32} & 0 & 0 \\ W_{41} + W_{42} & W_{41} + W_{42} & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_0 \\ I_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

On obtient alors pour $A = 90^\circ$:

$$I_{A=90^\circ} = \frac{I_0}{2}(W_{11} + W_{12} - W_{21} - W_{22}) \quad (2.39)$$

Si l'analyseur est à 45° , il faut écrire :

$$S_{sortie} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_{11} + W_{12} & W_{11} + W_{12} & 0 & 0 \\ W_{21} + W_{22} & W_{21} + W_{22} & 0 & 0 \\ W_{31} + W_{32} & W_{31} + W_{32} & 0 & 0 \\ W_{41} + W_{42} & W_{41} + W_{42} & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_0 \\ I_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

On obtient alors pour $A = 45^\circ$:

$$I_{A=45^\circ} = \frac{I_0}{2}(W_{11} + W_{12} + W_{31} + W_{32}) \quad (2.41)$$

Enfin, si l'analyseur est à -45° , on écrit :

$$S_{sortie} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_{11} + W_{12} & W_{11} + W_{12} & 0 & 0 \\ W_{21} + W_{22} & W_{21} + W_{22} & 0 & 0 \\ W_{31} + W_{32} & W_{31} + W_{32} & 0 & 0 \\ W_{41} + W_{42} & W_{41} + W_{42} & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_0 \\ I_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.42)$$

On obtient alors pour $A = -45^\circ$:

$$I_{A=-45^\circ} = \frac{I_0}{2}(W_{11} + W_{12} - W_{31} - W_{32}) \quad (2.43)$$

Pour calculer le rapport $\frac{I}{I_0}$ pour chaque angle de l'analyseur, il faut calculer : W_{11} , W_{12} , W_{21} , W_{22} , W_{31} et W_{32}

$$W_{11} = m_{11}$$

$$W_{12} = m_{12} \times \cos^2 2\theta + m_{13} \times (\cos 2\theta \sin 2\theta) + m_{14} \times \sin 2\theta$$

$$W_{21} = m_{21}$$

$$W_{22} = m_{22} \times \cos^2 2\theta + m_{23} \times (\cos 2\theta \sin 2\theta) + m_{24} \times \sin 2\theta$$

$$W_{31} = m_{31}$$

$$W_{32} = m_{32} \times \cos^2 2\theta + m_{33} \times (\cos 2\theta \sin 2\theta) + m_{34} \times \sin 2\theta$$

$$\frac{I_{A=0^\circ} + I_{A=90^\circ}}{I_0} = m_{11} + \frac{m_{12}}{2} + \frac{m_{12}}{2} \cos 4\theta + \frac{m_{13}}{2} \sin 4\theta + m_{14} \sin 2\theta$$

$$\frac{I_{A=0^\circ} - I_{A=90^\circ}}{I_0} = m_{21} + \frac{m_{22}}{2} + \frac{m_{22}}{2} \cos 4\theta + \frac{m_{23}}{2} \sin 4\theta + m_{24} \sin 2\theta$$

$$\frac{I_{A=45^\circ} - I_{A=-45^\circ}}{I_0} = m_{31} + \frac{m_{32}}{2} + \frac{m_{32}}{2} \cos 4\theta + \frac{m_{33}}{2} \sin 4\theta + m_{34} \sin 2\theta$$

La même définition que pour la mesure standard est adoptée : N est le terme en $\cos 4\theta$, S le terme en $\sin 2\theta$ et C le terme en $\sin 4\theta$. Le terme constant est nommé Q.

Le calcul des douze éléments de Mueller est réalisé en combinant les termes N, S, C et Q pour différentes valeurs de l'angle de l'analyseur.

$$\begin{aligned}
m_{12} &= 2 \times (N(A = 0^\circ) + N(A = 90^\circ)) \\
m_{22} &= 2 \times (N(A = 0^\circ) - N(A = 90^\circ)) \\
m_{32} &= 2 \times (N(A = 45^\circ) - N(A = -45^\circ)) \\
m_{13} &= 2 \times (C(A = 0^\circ) + C(A = 90^\circ)) \\
m_{23} &= 2 \times (C(A = 0^\circ) - C(A = 90^\circ)) \\
m_{33} &= 2 \times (C(A = 45^\circ) - C(A = -45^\circ)) \\
m_{14} &= S(A = 0^\circ) + S(A = 90^\circ) \\
m_{24} &= S(A = 0^\circ) - S(A = 90^\circ) \\
m_{34} &= S(A = 45^\circ) - S(A = -45^\circ) \\
m_{11} &= Q(A = 0^\circ) + Q(A = 90^\circ) - \frac{m_{12}}{2} \\
m_{21} &= Q(A = 0^\circ) - Q(A = 90^\circ) - \frac{m_{22}}{2} \\
m_{31} &= Q(A = 45^\circ) - Q(A = -45^\circ) - \frac{m_{32}}{2}
\end{aligned}$$

Les éléments de Mueller sont calculés en posant $m_{11} = 1$.

Dans l'hypothèse d'une mesure d'un échantillon symétrique, alors $m_{13} = m_{31} = m_{32} = m_{14} = 0$, $m_{12} = -N$, $m_{34} = S$ et $m_{33} = C$.

Si l'angle de l'analyseur est réglé à 45° , on retrouve l'expression du paragraphe précédent :

$$\frac{I}{I_0} = 2 - N + 2S \times \sin 2\theta - N \times \cos 4\theta + C \times \sin 4\theta$$

En plus de déterminer sans ambiguïté de signe les deux paramètres ellipsométriques ψ et Δ , la configuration PCSA à compensateur rotatif permet la mesure d'un échantillon asymétrique. De plus, dans le cas de la scattérométrie qui mesure des structures périodiques comme des réseaux, il est intéressant d'introduire de l'asymétrie volontairement en choisissant un angle azimutal oblique à la structure.

En effet, cela va induire un transfert de polarisation entre les mode TE et TM. Les douze éléments de la matrice de Mueller seront alors non nuls. Lors de la phase d'optimisation du modèle, ces données spectrales supplémentaires seront utiles pour obtenir la reconstruction exacte de la structure à mesurer.

2.3.8 Précision, sensibilité et corrélation

Dans le cas de la scattérométrie spectrale, les paramètres du modèle à optimiser sont obtenus en minimisant l'écart quadratique entre les spectres générés par le modèle et les spectres expérimentaux. Cela revient à minimiser la grandeur χ^2 définie par l'équation 2.44.

σ_i est la précision de mesure du paramètre spectral q_i^{exp} ; $q_i^{mod}(\mathbf{p})$ est le paramètre spectral modélisé à partir du vecteur \mathbf{p} regroupant l'ensemble des paramètres à mesurer.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} \left(q_i^{mod}(\mathbf{p}) - q_i^{exp} \right)^2 \quad (2.44)$$

Pour exprimer la précision et la sensibilité d'un paramètre optimisé, il faut définir la matrice de courbure de l'ensemble des paramètres mesurés [39].

Le coefficient Cb_{kl} de la matrice de courbure entre deux paramètres à mesurer s'écrit :

$$Cb_{kl} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial p_k \partial p_l} \quad (2.45)$$

En explicitant χ^2 dans l'équation 2.45, on peut réécrire Cb_{kl} .

$$Cb_{kl} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} \frac{\partial q_i}{\partial p_k} \frac{\partial q_i}{\partial p_l} \quad (2.46)$$

Les variables k et l vont de 1 à M, M étant le nombre de paramètres à mesurer.

Le coefficient de covariance de deux paramètres p_k et p_i est :

$$Cov_{kl} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sigma_i^2 \frac{\partial p_k}{\partial q_i} \frac{\partial p_l}{\partial q_i} \quad (2.47)$$

Notons que Cov_{jj} est la variance $\sigma^2(p_j)$ du paramètre j.

La sensibilité est la capacité de détection de variation d'un paramètre. La sensibilité d'une variation Δp_j d'un paramètre p_j s'écrit [40] :

$$S(p_j) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i} \frac{\partial q_i}{\partial p_j} \times \Delta p_j \quad (2.48)$$

La sensibilité $S(p_j)$ est donc inversement proportionnelle à l'écart-type $\sigma(p_j)$.

De plus, l'écriture du coefficient de covariance permet d'obtenir le coefficient de corrélation entre deux paramètres :

$$Cor_{kl} = \frac{Cov_{kl}}{\sigma(p_k) \sigma(p_l)} \quad (2.49)$$

Trois notions essentielles pour la scattérométrie ont été détaillées à partir de l'écriture de l'erreur quadratique moyenne χ^2 : la précision, la sensibilité et la corrélation. Les deux premières grandeurs sont inversement proportionnelles. Maximiser la sensibilité revient donc à réduire l'erreur de précision. La corrélation entre deux paramètres doit être minimisée car le risque est d'obtenir plusieurs solutions numériques dans la résolution du problème inverse, alors que la solution physique est, bien sûr, unique.

2.4 La mesure de l'overlay par imagerie

L'overlay est lié au désalignement des masques de lithographie. La méthode usuelle de la mesure de l'overlay est réalisée en utilisant un microscope optique afin de collecter l'image d'une mire spécifique. L'overlay est déduit, soit d'une mesure de barycentre sur les mires traditionnelles, soit d'une mesure de déphasage sur les mires "avancées".

2.4.1 Les mires traditionnelles et leurs limites

Les premières mires de mesure automatisée de l'overlay sont constituées de deux "boîtes" concentriques. Elles sont nommées des mires *Box In Box*.

La première "boîte" est réalisée dans le niveau de référence. La seconde est imprimée dans la résine du niveau à aligner. L'overlay apparaît alors comme le décalage entre les centres de symétrie des deux "boîtes".

La figure 2.11 représente une mire *Frame In Frame* dérivée des mires *Box In Box* et dont le principe de mesure est identique.

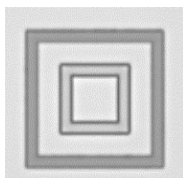


FIGURE 2.11 – Mire traditionnelle de la mesure d'overlay par imagerie vue du dessus

Le principe de la mesure du décalage entre les deux niveaux et donc de l'overlay est illustrée par la figure 2.12.

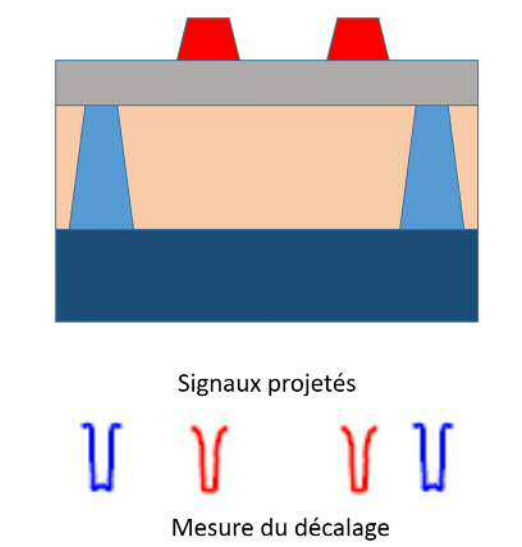


FIGURE 2.12 – Principe de la mesure des mires traditionnelles de mesures d'overlay par imagerie

Cependant, la différence de taille est de plus en plus élevée entre les motifs d'une telle mire – plusieurs microns – et ceux des produits des technologies les plus récentes – quelques

dizaines de nanomètres [41]. Ainsi, la lithographie et les autres procédés de fabrication comme le polissage mécanico-chimique – ou CMP – sont optimisés pour la taille et la densité des structures du produit. Les résultats d'overlay basés sur de telles mires peuvent être différents de l'overlay effectif dans le produit [42].

De plus, les mires étaient, jusqu'au nœud technologique 28 nm, placées dans les lignes de découpes du circuit. Or, les conditions optiques dans le champ d'exposition diffèrent de celles des bords du champ, ce qui rend difficile l'extrapolation de l'overlay dans le champ à partir de celui mesuré dans les lignes de découpes [43]. Cela a requis l'implantation des mires dans le produit [44], et donc la réduction drastique de leur taille, ainsi que le respect des règles de dessin du produit, afin d'éviter la perturbation des structures fonctionnelles du circuit.

Les mires traditionnelles décrites ci-dessus ont des motifs faits de lignes larges et nécessitant des zones d'exclusion importantes et donc de larges espaces vides. Or cela contredit les règles de densité et de taille du produit.

2.4.2 Les mires actuelles

La mire la plus utilisée actuellement a été conçue en 2004 [45]. Elle est plus proche des règles de dessin. Cette mire, nommée AIM pour *Advanced Image Metrology*, est constituée de réseaux de lignes côte-à-côte comme l'illustre la figure 2.13. Elle est conçue pour optimiser le contenu d'information de la mire et minimiser l'effet du bruit spatial.

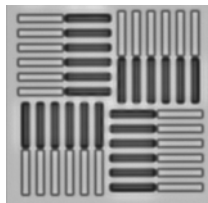


FIGURE 2.13 – AIM : mire standard de la mesure d'overlay par imagerie

Le principe de la mesure de l'overlay via la mire AIM est décrite dans la figure 2.14.

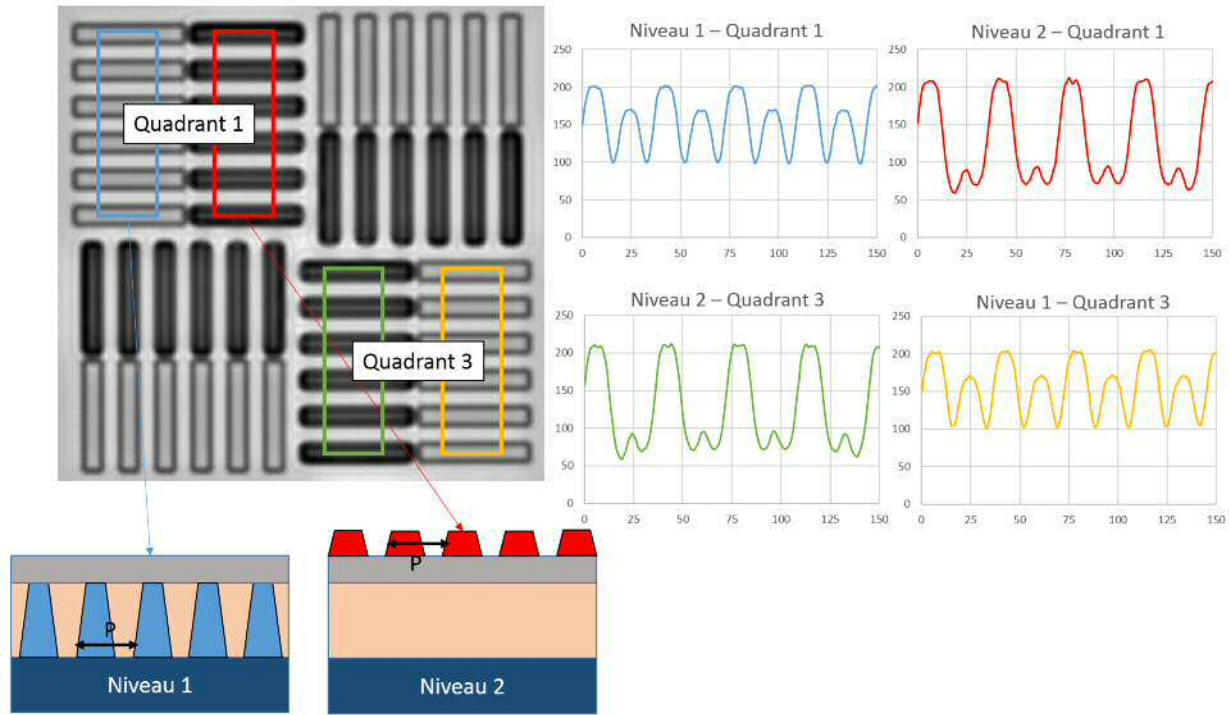


FIGURE 2.14 – Régions d'intérêt pour les réseaux des couches supérieure et inférieure et extraction du signal utile.

Le signal optique est modulé par chaque réseau. C'est une fonction périodique de la position. Pour extraire l'overlay en Y, on mesure le déphasage spatial entre les deux signaux des réseaux de la couche supérieure (niveau 2) et ceux de la couche inférieure (niveau 1).

En appelant $\varphi_{\text{couche supérieure}}$ le déphasage entre les deux signaux des réseaux de la couche supérieure et $\varphi_{\text{couche inférieure}}$ celui correspondant à ceux de la couche inférieure, on calcule la composante Δ_y de l'overlay.

$$\Delta_\varphi = \varphi_{\text{couche supérieure}} - \varphi_{\text{couche inférieure}}$$

$$\Delta_y = \frac{\Delta_\varphi}{2\pi} \times \text{période}$$

L'overlay est déduit d'une mesure sur les réseaux horizontaux et verticaux afin d'avoir les positions relatives des deux niveaux dans les deux directions : $\Delta_x \vec{x} + \Delta_y \vec{y}$.

2.5 La mesure de l'overlay par diffraction

Bien que la mesure de l'overlay par imagerie sur les mires AIM reste satisfaisante dans la plupart des cas, une méthode basée sur la diffraction est de plus en plus utilisée dans l'industrie. Le principe repose sur la relation entre l'overlay et l'intensité de la lumière diffractée sur une mire spécifique.

2.5.1 Réponse optique d'une mire de diffraction

Les mires de la mesure par diffraction sont composées de réseaux empilés. Un réseau de résine est empilé sur un réseau de la couche inférieure gravée. Ces deux réseaux empilés ont la même période. Une vue schématique de l'empilement de ces mires est représentée dans la figure 2.15.

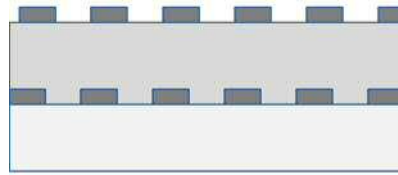


FIGURE 2.15 – Empilement d'une mire de mesure d'overlay par diffraction

En notant Δ le décalage entre les deux réseaux empilés et p leur période commune, l'intensité du signal de diffraction à l'ordre n s'écrit selon la formule 2.50 [46].

$$I^{(n)} = \sum_{k=0}^{\infty} A_k^{(n)} \cos(2\pi k \Delta / p) + B_k^{(n)} \sin(2\pi k \Delta / p) \quad (2.50)$$

A l'ordre zéro, l'intensité du signal est égale pour des angles opposés, d'après le principe de réciprocité. Cela signifie que cette intensité dépend seulement de la valeur absolue de Δ .

L'intensité s'écrit donc uniquement à l'aide de cosinus :

$$I^{(0)} = \sum_{k=0}^{\infty} A_k^{(0)} \cos(2\pi k \Delta / p) \quad (2.51)$$

Pour des ordres non nuls, le principe de réciprocité ne s'applique pas. Néanmoins, la mesure de la différence entre les ordres $+n$ et $-n$ dans le cas d'une incidence normale revient à considérer des signaux diffractés à des angles opposés. Dans ce cas, le décalage Δ considéré est de sens opposé avec la même valeur absolue. Les cosinus sont donc égaux et les sinus sont opposés. On obtient alors la formule 2.52 en cherchant à soustraire des signaux d'ordres de diffraction opposés.

$$I^{(+n)} - I^{(-n)} = \sum_{k=1}^{\infty} C_k^{(n)} \sin(2\pi k \Delta / p) \quad (2.52)$$

2.5.2 Principe de la mesure d'overlay par diffraction

La mesure par diffraction tend à devenir la nouvelle référence pour les nœuds technologiques avancés [47]. La valeur de l'overlay est déduite d'une mesure de l'intensité d'un signal dit d'asymétrie.

Ce signal, noté As , est obtenu en soustrayant l'intensité du faisceau de diffraction de l'ordre -1 à celle du faisceau d'ordre +1 pour un faisceau incident selon la normale :

$$As = I^{(+1)} - I^{(-1)} \quad (2.53)$$

Comme cela a été montré dans le paragraphe précédent, ce signal est une fonction impaire du décalage entre les deux réseaux empilés et donc de l'overlay. C'est une fonction sinusoïdale à l'ordre 1.

Il a été montré que ce signal d'asymétrie est proportionnel à l'overlay dans une gamme réduite aux faibles valeurs de l'overlay, c'est-à-dire dans une fenêtre de quelques dizaines de nanomètres centrée en zéro [48]. Cette valeur dépend de la période des réseaux choisie. La valeur d'une trentaine de nanomètres est valable pour des périodes comprises entre 400 et 600 nm.

Dans une gamme d'overlay allant de -15 nm à 15 nm, on peut donc lier le signal d'asymétrie et l'overlay par la loi de proportionnalité 2.54.

$$As = K \times OVL \quad (2.54)$$

Une illustration de la relation entre l'overlay et le signal d'asymétrie est proposée dans la figure 2.16.

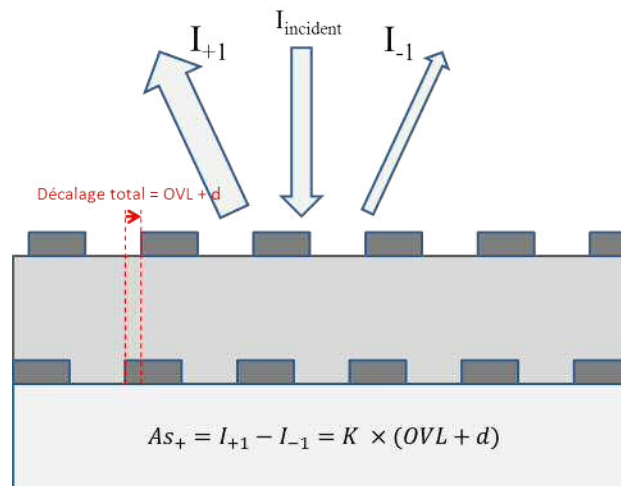


FIGURE 2.16 – Signal d'asymétrie lié au décalage entre les réseaux

Le coefficient de proportionnalité K , liant le signal d'asymétrie et l'overlay, peut être éliminé en concevant deux mires voisines avec des réseaux empilés décalés de la même valeur absolue, positive pour l'une et négative pour l'autre. Ce décalage volontaire est conçu directement sur le masque. Les valeurs de décalage choisies sont de vingt nanomètres. En combinant les deux mesures du signal d'asymétrie, la valeur de l'overlay se déduit selon la formule 2.55 [49].

$$Overlay = d \frac{As_{+d} + As_{-d}}{As_{+d} - As_{-d}} \quad (2.55)$$

Les signaux d'asymétries sont définis par les approximations suivantes : $As_{+d} = K(OVL + d)$ et $As_{-d} = K(OVL - d)$.

Afin de connaître l'overlay dans les deux directions avec cette méthode, il faut mesurer quatre mires : deux pour chaque direction. Cette contrainte est significative car elle a

longtemps nécessité de réserver une place importante pour ces mires : trente microns par soixante microns.

Désormais, des mires, nommées μDBO , d'une taille de dix microns par dix microns, peuvent être mesurées, suite à l'amélioration de l'équipement YieldStar conçu par ASML [50].

2.5.3 Fonctionnement de l'équipement de mesure

Le schéma de la figure 2.17 illustre le principe de fonctionnement de l'équipement *YieldStar* conçu par l'entreprise ASML pour la mesure d'une mire μDBO de dix microns par dix microns. Cette figure est extraite d'un brevet d'ASML [51].

Les éléments-clés de l'équipement permettant la mesure d'une mire de taille réduite sont les obturateurs 13 et 21. Leur rôle est de filtrer les faisceaux selon leur utilité dans le processus de la mesure. L'élément 13 permet de sélectionner un faisceau annulaire de la source 11. Ce faisceau est incident au wafer *W* au niveau de la cible de mesure qui est un ensemble de quatre réseaux. Afin de mesurer l'overlay, on utilise une variante de l'élément 13 qui est une combinaison des éléments 13N et 13E et des éléments 13S et 13W. L'élément 21 permet de ne sélectionner que le signal issu des premiers ordres de diffraction qui est le signal utilisé pour déduire l'overlay. La deuxième branche du système optique permet d'acquérir un signal de référence contenant les ordres zéro diffractés par la mire.

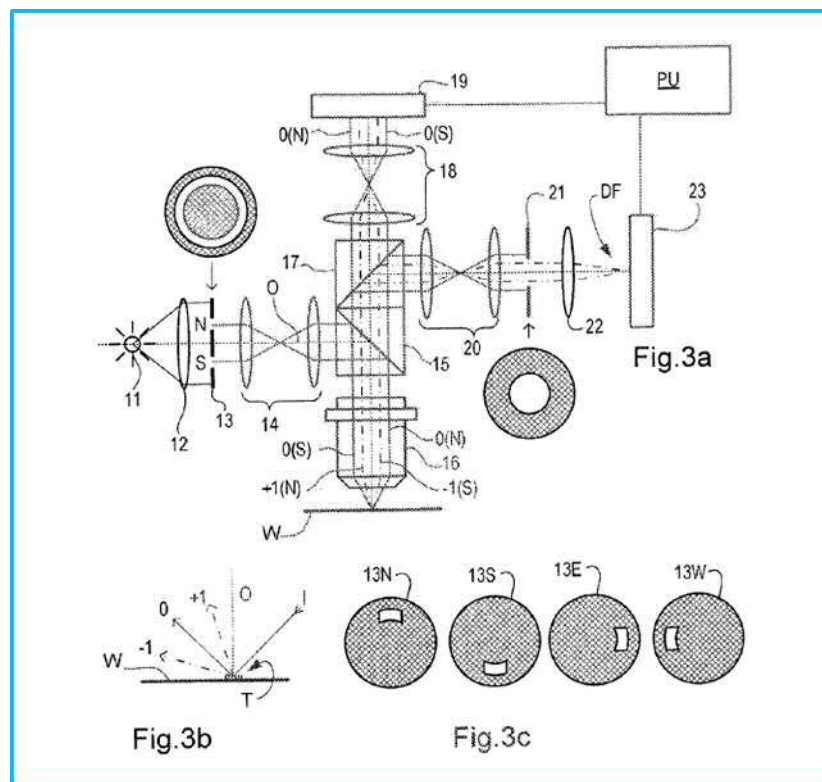


FIGURE 2.17 – Schéma de principe de l'équipement YieldStar permettant la mesure μDBO

Notons que KLA-Tencor propose aussi une méthode de mesure de diffraction appelée SCOL. Une étude [52] a montré que cette méthode permet théoriquement de mesurer des mires de quatre microns par quatre microns grâce à une source à amplification laser qui focalise le faisceau sur une zone de cette taille. Le site de STMicroelectronics de Crolles ne disposant pas de cet équipement, cette méthode n'a pu être étudiée.

2.6 La métrologie spécifique au double patterning

Dans le chapitre 1, les dimensions des espaces entre les lignes de métal LI1A et LI1B ont été explicitées et sont rappelées ci-dessous.

$$CD_{\text{espace 1}} = \frac{\text{pitch}}{2} - \frac{CD_{\text{LI1A}}}{2} - \frac{CD_{\text{LI1B}}}{2} + OVL \quad (2.56)$$

$$CD_{\text{espace 2}} = \frac{\text{pitch}}{2} - \frac{CD_{\text{LI1A}}}{2} - \frac{CD_{\text{LI1B}}}{2} - OVL \quad (2.57)$$

Le défi pour la métrologie est d'anticiper ces dimensions avant la seconde gravure du masque dur.

2.6.1 Description de l'existant

La métrologie mise en place au départ était basée sur des mesures par MEB pour déterminer les dimensions des tranchées LI1A et LI1B, combinées à la mesure de l'overlay par imagerie.

La figure 2.18 synthétise cette stratégie en faisant correspondre l'étape du procédé de patterning avec son étape de mesure. Pour contrôler le double patterning du premier niveau de métal, chaque lot de plaques est donc mesuré en MEB à quatre étapes et une fois par microscopie optique. Cette dernière mesure est réalisée après la seconde lithographie pour contrôler l'overlay.

Les mesures MEB sont faites sur une mire dont la période finale théorique est de 64 nm. Cette mire est très proche de la structure des cellules fonctionnelles du produit comme les cellules mémoires de type SRAM. En revanche, l'overlay après la seconde lithographie est déduit d'une mesure sur une mire d'imagerie de 30 par 30 microns. Nous verrons dans le chapitre 3 en quoi cette mesure peut être problématique pour obtenir l'overlay le plus proche de celui présent dans les cellules du produit.

La dernière mesure est réalisée après la seconde gravure du masque dur dans la mire à 64 nm de période afin de vérifier que les espaces n'excèdent pas les spécifications [53]. Cette mesure, après gravure, ne permet pas de correction sur le lot mesuré mais peut être utilisée pour corriger en amont les lots suivants en adaptant les procédés de lithographie et de gravure.

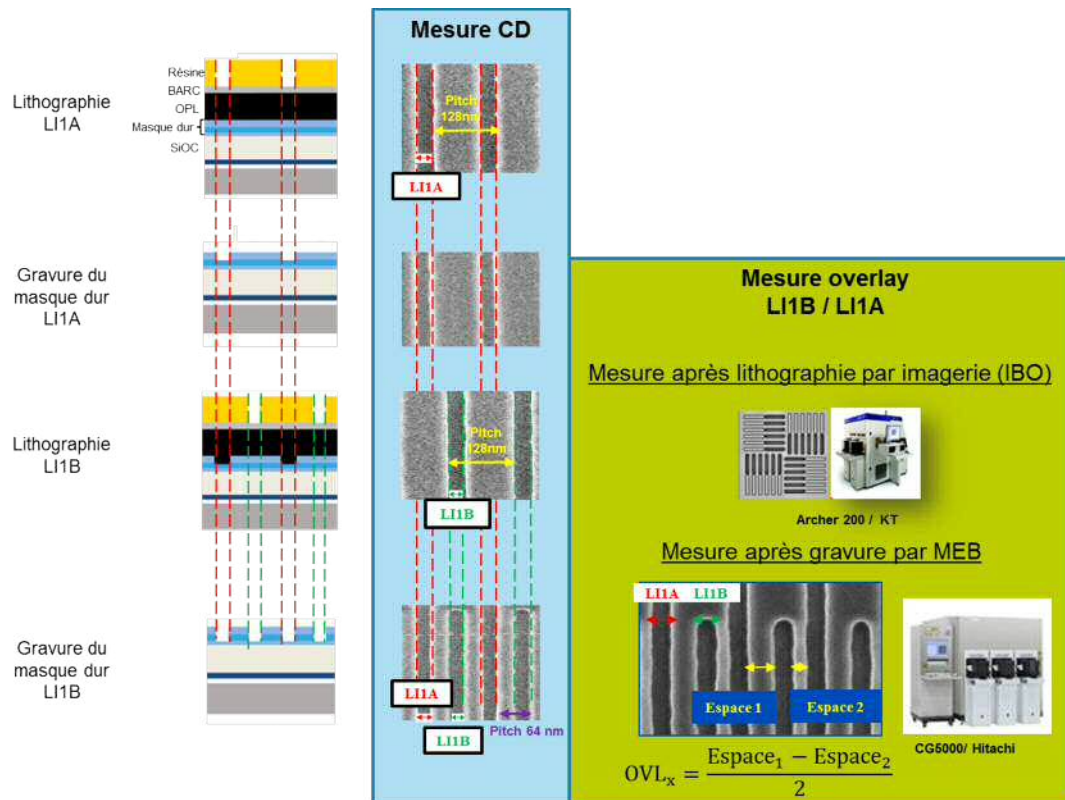


FIGURE 2.18 – Les étapes du double patterning et sa métrologie : description de l'existant.

2.6.2 Méthode développée lors de la thèse

Trois différentes mires de scattérométrie ont été dessinées par mes soins dans les deux masques du premier niveau de métal à double patterning. Les mesures du CD de la première exposition nommée LI1A et de la seconde exposition nommée LI1B sont réalisées avant la seconde gravure pour permettre une correction de la seconde lithographie du lot mesuré. La mesure de l'overlay par scattérométrie est envisagée et des études de sensibilité ont été menées dans le but d'optimiser les paramètres expérimentaux de la recette de mesure ainsi que la conception de la mire. Ainsi l'idéal serait qu'une mesure sur un seul équipement permette d'obtenir simultanément le CD de LI1A et de LI1B ainsi que l'overlay avant la gravure final du niveau de métal.

Le figure 2.19 illustre la stratégie de mesure en représentant notamment l'empilement des mires de scattérométrie aux trois principales étapes de métrologie du double patterning.

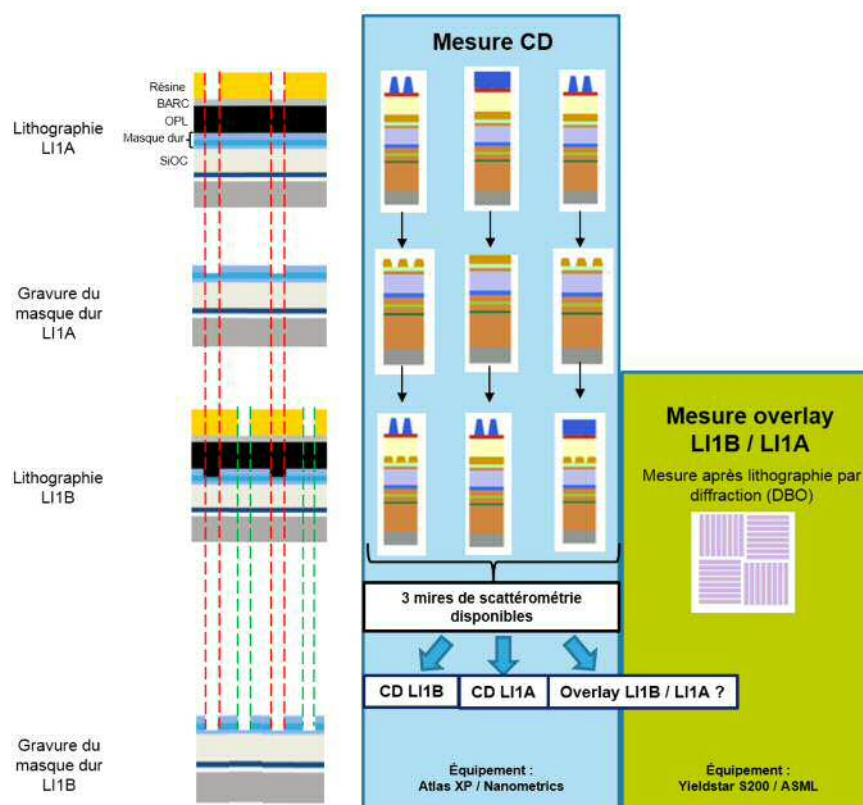


FIGURE 2.19 – La métrologie du double patterning développée lors de la thèse.

A gauche de la figure 2.19, on peut voir les quatre étapes du double patterning et l'empilement de la structure d'intérêt comportant les deux réseaux empilés. Les pointillés rouges identifient le CD du réseau du premier patterning LI1A. Le CD du réseau issu du second patterning LI1B est représenté par les pointillés verts.

En ce qui concerne la mesure du CD, les trois mires de scattérométrie disponibles sont représentées à chaque étape. Le but de la mesure de scattérométrie est de mesurer le CD du réseau LI1A, du réseau LI1B et idéalement l'overlay entre LI1B et LI1A.

La mesure de l'overlay, réalisée après la lithographie LI1B, sera effectuée par la méthode de diffraction avec l'équipement YieldStar S200. Cette mesure permettra de valider ou pas la mesure de l'overlay par scattérométrie. Il est donc nécessaire que la mesure par diffraction soit précise, robuste et fiable, ce qui implique une étape d'optimisation afin d'en faire la mesure de référence pour l'overlay du double patterning.

2.7 Conclusion

Dans cette thèse, la stratégie adoptée repose sur la scattérométrie dont le principe est expliqué dans la partie 2.3. Afin de mesurer l'overlay, la technique de mesure par diffraction a été préférée à la technique par imagerie. Une explication du fonctionnement des deux techniques a été proposée dans les paragraphes 2.4 et 2.5. Dans le chapitre 3, nous verrons pourquoi la technique de mesure par diffraction a été sélectionnée et comment il est possible de l'optimiser par simulation. Les résultats de simulation seront ensuite présentés et validés par des données expérimentales. Le chapitre 4 sera dédié à la mise en place de la scattérométrie.

Optimisation de la mesure de l'overlay pour le double patterning

Sommaire

3.1	Introduction	62
3.2	Précision d'une mesure d'overlay	62
3.3	Conception de mires de mesure adaptées au procédé	63
3.3.1	Mires de mesure par imagerie	63
3.3.2	Mires de mesure par diffraction	64
3.4	Facteurs d'optimisation d'une recette de mesure	64
3.4.1	Optimisation d'une mesure d'overlay par imagerie	65
3.4.2	Optimisation d'une mesure d'overlay par diffraction	65
3.5	Simulation de la mesure d'overlay par diffraction	66
3.5.1	Introduction	66
3.5.2	Objectif de la simulation	66
3.5.3	Gamme d'angles d'incidence à simuler	67
3.5.4	Configurations des mires insérées dans le premier jeu de masque	69
3.5.5	Description du fonctionnement du code de simulation	70
3.5.6	Validation de la méthode de simulation	73
3.5.7	Résultats de simulation : sensibilité et erreur	77
3.5.8	Comparaison aux données expérimentales	83
3.5.9	Conclusion	84
3.6	Vérification de la justesse de la mesure par diffraction	85
3.6.1	Réalisation d'un overlay induit par le scanner	85
3.6.2	Corrélation avec la mesure d'overlay par imagerie	86
3.6.3	Analyse des termes modélisés et résiduels	88
3.7	La mesure de l'overlay après gravure	90
3.7.1	Mesure par imagerie de l'overlay après gravure	90
3.7.2	Mesure par diffraction de l'overlay après gravure	92
3.7.3	Mesure de l'overlay par Microscopie Electronique à Balayage	96
3.8	Amélioration de la précision de la mesure de l'overlay	97
3.9	Conclusion	98

3.1 Introduction

Dans le chapitre 2, les techniques de mesure de l'overlay par imagerie et par diffraction ont été présentées. Nous avons vu le principe de mesure et les mires utilisées actuellement en production, notamment chez STMicroelectronics à Crolles. Ce chapitre 3 vise à guider le lecteur vers l'optimisation de la mesure de l'overlay pour le double patterning.

Afin d'évaluer la performance d'une mesure d'overlay, le principal critère de précision sera présenté, ainsi qu'un point crucial qui est la conception des mires. De fait, pour chaque niveau de lithographie, la conception d'une mire doit être optimisée pour qu'elle soit adaptée au procédé et qu'elle mesure une valeur d'overlay la plus proche possible de l'overlay présent dans les structures des circuits.

Le dernier levier permettant d'améliorer la performance d'une mesure est l'optimisation de sa recette. Cette optimisation est réalisée en sélectionnant les paramètres instrumentaux d'acquisition qui donneront les meilleurs résultats. Un code de simulation de la réponse des mires de diffraction a été écrit en Scilab dans le but d'optimiser à la fois la conception des mires et la sélection des paramètres d'acquisition. Le fonctionnement du code sera décrit et les résultats issus de cette simulation seront ensuite comparés à des données expérimentales.

La recette de mesure optimisée sera enfin confrontée à plusieurs vérifications pour évaluer sa justesse.

3.2 Précision d'une mesure d'overlay

Le principal indicateur de la précision d'une mesure d'overlay est appelé le TIS. Cet acronyme de l'anglais Tool Induced Shift signifie "décalage induit par l'équipement".

La mesure du TIS repose sur le fait qu'une rotation de 180° d'un wafer entraîne une mesure overlay de même valeur absolue mais de sens opposé à la mesure réalisée sans rotation.

Le TIS est une erreur qui s'ajoute à l'overlay lors de la mesure d'une mire. Ainsi pour une mire, le résultat est donné par l'équation 3.1.

$$Overlay_{\text{mesuré à } 0^\circ} = Overlay_{\text{"réel"}} + TIS \quad (3.1)$$

$$Overlay_{\text{mesuré à } 180^\circ} = -Overlay_{\text{"réel"}} + TIS \quad (3.2)$$

Pour évaluer le TIS pour une mire, on prend la moyenne de la mesure pour une orientation du wafer à 0° et pour une orientation à 180° .

$$TIS = \frac{Overlay_{\text{mesuré à } 0^\circ} + Overlay_{\text{mesuré à } 180^\circ}}{2} \quad (3.3)$$

La mesure peut donc être corrigée du TIS moyen en mesurant l'ensemble du wafer à 0° et à 180° . L'overlay supposé réel pour chaque mire se déduit donc en retranchant la valeur du TIS à l'overlay mesuré à 0° .

Le TIS, par définition, est relié à l'équipement de mesure, notamment à une éventuelle asymétrie de son système optique. La raison peut être un défaut intrinsèque d'une lentille, une perturbation extérieure modifiant la symétrie du système ou un défaut d'alignement. Ces sources d'asymétrie ne sont pas modifiées pendant la mesure d'un wafer si l'on considère l'équipement comme stable durant le temps de mesure qui a une durée de quelques minutes.

Par conséquent, le TIS est sensé être constant pour toutes les mires d'un wafer. La correction du TIS pour chaque point devrait donc permettre de mesurer l'overlay réellement présent au niveau des mires.

En réalité, le TIS n'est pas mesuré constant sur l'ensemble des mires d'un wafer. Ainsi, la dispersion à trois fois l'écart-type du TIS (appelée le $TIS_{3\sigma}$) peut atteindre plusieurs dixièmes de nanomètres voire même plusieurs nanomètres.

Comprendre la cause d'une forte dispersion du TIS pour une mesure donnée est une tâche essentielle lors de l'analyse d'une mesure overlay [54].

Un fort $TIS_{3\sigma}$ s'explique par un problème de stabilité de l'équipement lors de la mesure comme un problème d'alignement provoquant un décentrage du spot de mesure, ou bien un échauffement d'une lentille.

Plusieurs études regroupent des erreurs liées au wafer dans un terme nommé WIS pour Wafer Induced Shift [55] [56].

En effet, l'hypothèse inhérente à la mesure de l'overlay est que toutes les mires sont identiques sur l'ensemble du wafer. Or, une variation du procédé, comme une gravure différente au centre et au bord du wafer ou une photolithographie distincte d'un champ à l'autre – pour un problème de focalisation par exemple – peut provoquer une différence de structure des mires d'overlay responsable d'une erreur dans la mesure. Lors de la modélisation des résultats de mesure d'overlay, cette erreur sera incluse dans les termes résiduels.

Pour limiter cette erreur due au wafer, j'ai conçu mes propres mires d'imagerie et de diffraction que j'ai insérées dans les masques du métal à double patterning. Je les ai alors dessinées – via le logiciel *Calibre* – en cherchant à minimiser l'impact d'une variation du procédé sur la mesure.

3.3 Conception de mires de mesure adaptées au procédé

Pour chaque niveau, les procédés de lithographie, de gravure, de polissage sont optimisés pour les motifs à la dimension critique. La densité des motifs est elle-aussi un paramètre important. Ainsi, des règles de dessin sont établies pour chaque niveau afin que les motifs présents dans les masques correspondent à l'optimisation des différentes étapes du procédé. Cela permet d'obtenir sur le wafer des motifs conformes aux motifs dessinés. C'est aussi grâce au respect de ces règles que l'on évite de générer des motifs pouvant provoquer des problèmes de défektivité.

Par conséquent, j'ai conçu mes mires en gardant à l'esprit deux objectifs : elles doivent être mesurables par l'équipement de métrologie tout en respectant les règles de dessin.

3.3.1 Mires de mesure par imagerie

Dans le cas de la mesure par imagerie, le système optique de l'équipement permet une mesure précise des mires AIM lorsque les réseaux de lignes ont des largeurs proches du micron avec une période d'environ deux microns.

Cependant, des largeurs de lignes d'un micron sont des dimensions très éloignées de la dimension critique du niveau. Une telle mire pourrait souffrir d'une asymétrie des pentes des réseaux de ligne à cause d'une gravure inadaptée à ses dimensions. Le polissage mécanico-chimique peut aussi provoquer une asymétrie ou même dégrader la structure

géométrique de la mire, car il est calibré pour être efficace pour des motifs proches de la dimension critique.

La solution adoptée pour la conception des mires AIM est la segmentation des lignes [57]. La segmentation choisie doit respecter un contraste optique satisfaisant pour la mesure. Il faut surtout que les lignes segmentées soient "vues" par l'équipement comme des lignes continues. Par conséquent, la fréquence choisie pour la segmentation des lignes doit être supérieure à la fréquence de résolution maximale que l'équipement peut atteindre.

La figure 3.1 illustre cette problématique de segmentation et représente la mire AIM segmentée choisie pour les mesures d'overlay par imagerie des premiers niveaux métalliques.

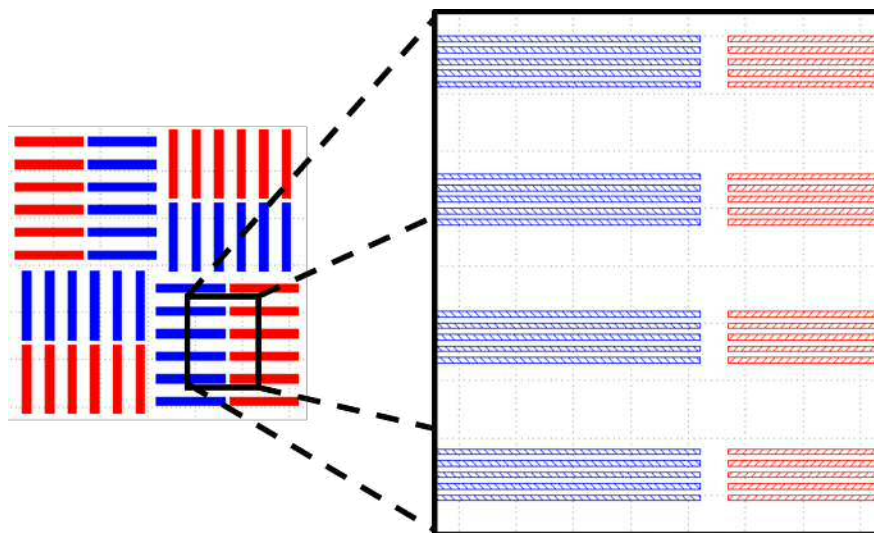


FIGURE 3.1 – Représentation d'une mire AIM d'overlay par imagerie au niveau des masques de lithographie

3.3.2 Mires de mesure par diffraction

En ce qui concerne la mesure d'overlay par diffraction, la problématique n'est pas la même car ce n'est pas le contraste optique qui quantifie la qualité de la mesure. Il faut en revanche respecter la condition de diffraction – qui sera détaillée dans le paragraphe 3.5.3 – que l'on peut résumer par l'assertion suivante : la période commune des réseaux empilés doit être du même ordre que les longueurs d'onde utilisées par l'équipement.

Les longueurs d'onde de la YieldStar vont de 400 à 600 nm, ce qui autorise des largeurs de lignes de l'ordre de la centaine de nanomètres.

En revanche, il n'est pas possible de diminuer cette période pour se rapprocher des 64 nm de période des réseaux à la dimension critique. En effet, aux longueurs d'onde utilisées, il n'y aurait pas de diffraction aux ordres +1 et -1. Or c'est cette diffraction qui est indispensable à la mesure de l'overlay.

3.4 Facteurs d'optimisation d'une recette de mesure

Afin d'améliorer les performances d'une recette de mesure overlay, j'ai identifié quelques leviers qui diffèrent selon la technique utilisée et selon la génération des équipements à ma disposition.

3.4.1 Optimisation d'une mesure d'overlay par imagerie

Dans le cas de la mesure d'overlay par imagerie, les moyens d'amélioration sont peu nombreux. La qualité du contraste optique des mires étant corrélée directement avec la qualité de la mesure, l'objectif est donc de maximiser ce contraste. La première façon d'améliorer le contraste est d'acquérir l'image en optimisant la focalisation de l'optique sur chaque niveau. L'équipement va focaliser son faisceau deux fois pour chaque mire et va acquérir une image plus nette pour les deux niveaux représentés par les deux réseaux adjacents. Il est aussi possible d'ajouter un filtre de couleur au niveau du faisceau incident pour tenter d'améliorer le contraste. Notons que les dernières générations d'équipements permettent de choisir la longueur d'onde d'acquisition et d'augmenter la puissance lumineuse par l'usage de sources laser.

Cette optimisation est dépendante de l'empilement des matériaux constituant la mire et doit être effectuée avant la mesure. Tout changement important dans la composition de la mire, comme une modification d'épaisseurs, requiert une réoptimisation de la recette de mesure.

3.4.2 Optimisation d'une mesure d'overlay par diffraction

Pour la mesure d'overlay par diffraction, j'ai identifié davantage de facteurs d'optimisation.

J'ai pu ainsi améliorer mes recettes en modifiant les paramètres du faisceau incident : sa longueur d'onde et sa polarisation, ce qui offre de multiples combinaisons possibles. La dose du faisceau incident, et donc son intensité lumineuse, est aussi un paramètre à optimiser pour obtenir un signal d'asymétrie – qui est le signal d'intérêt pour la mesure – le plus fort possible sans atteindre sa saturation. Un signal saturé entraînerait effectivement une erreur dans la mesure de l'overlay.

De plus, il est aussi possible d'améliorer la précision de la mesure en moyennant le signal détecté sur plusieurs cycles d'acquisition, ce qui permet de réduire notamment le bruit intervenant dans la mesure. Notons aussi qu'il est nécessaire de réoptimiser tous ces paramètres lorsque l'empilement des matériaux est modifié.

Principal indicateur de précision, la valeur du $TIS_{3\sigma}$ permet d'avoir une idée de la qualité de la mesure, qu'elle soit réalisée par imagerie ou par diffraction.

Cependant, l'avantage de la seconde méthode réside dans la possibilité d'obtenir d'autres indicateurs de précision. Ces autres indicateurs sont calculés pour chaque point de mesure et peuvent donc être analysés lors de la validation d'une recette ou lorsque les résultats d'une mesure nécessitent un diagnostic.

Ainsi, les rapports de la mesure par diffraction contiennent deux grandeurs supplémentaires : la sensibilité (notée *stack sensitivity*) et la dispersion (notée *target sigma*). La sensibilité est définie selon la formule 3.4 où I_{+1} et I_{-1} sont les intensités des signaux de diffraction aux ordres +1 et -1. C'est un indicateur à maximiser lors de la création du recette, et donc lors du choix des paramètres.

$$\text{Sensibilité} = \frac{I_{+1} - I_{-1}}{I_{+1}} \quad (3.4)$$

Quant à la dispersion, c'est l'écart-type de la valeur d'overlay mesurée pour chaque mire. Elle dépend directement de l'uniformité du signal d'asymétrie de la mire. Plus le signal est uniforme, plus la valeur d'overlay mesurée est précise. Par conséquent, il est important de chercher à minimiser la dispersion lors de l'optimisation de la recette.

La sensibilité et la dispersion peuvent être optimisées automatiquement par l'équipement de mesure YieldStar. En effet, il est possible de balayer les longueurs d'onde, la polarisation et la dose du faisceau incident sur la mire et de sélectionner expérimentalement la meilleure configuration pour la recette de mesure.

En outre, une fois la recette créée, il est intéressant de suivre toute dégradation de ces deux paramètres car cela peut permettre de mettre en évidence une modification du procédé de fabrication – indices ou épaisseurs des matériaux – ou un problème au niveau de l'équipement de mesure.

3.5 Simulation de la mesure d'overlay par diffraction

3.5.1 Introduction

Pour corriger les erreurs d'overlay au niveau du scanner, il faut multiplier les mesures, notamment dans le champ d'exposition afin de permettre une meilleure modélisation des erreurs.

Historiquement, les mesures par imagerie réalisées aux quatre coins du champ suffisaient pour que la lithographie puisse respecter les spécifications d'overlay.

Cependant, les spécifications pour la technologie 14 nm nécessitent de limiter l'overlay à une dispersion $\pm 3\sigma$ de 2.4 nm, comme cela a été établi dans le paragraphe 1.6.3. Cela requiert une métrologie limitée à une incertitude maximale de 0.3 nm. Ces besoins de mesures intensives et ces contraintes de précision imposent de choisir une mire de taille réduite, aux dimensions proches de celles du produit, et suffisamment précise.

Les mires utilisées pour la mesure par diffraction respectent ces contraintes de taille et de précision. En effet, elles sont de taille neuf fois inférieure aux mires d'imagerie de référence. De plus, tous les leviers d'optimisation des recettes permettent d'atteindre les objectifs de précision, tout en gardant une vitesse de mesure de moins d'une seconde par mire, alors que l'équipement d'imagerie – un Archer 200 – peine à obtenir des résultats similaires à une telle cadence. Il faut savoir cependant que KLA-Tencor a conçu des nouvelles générations de ces équipements de mesure d'overlay aux performances améliorées et qui peuvent mesurer des mires bien plus petites avec des structures mesurables en MEB [58]. Ces mires permettent de comparer les mesures par imagerie aux mesures en MEB après gravure.

La YieldStar – de génération S200 – étant la meilleure candidate en terme de précision et de taille de mire parmi les équipements à ma disposition, la suite du chapitre se focalise sur la mesure d'overlay par diffraction et présente une méthode de simulation permettant d'anticiper les performances d'une mire. Ces résultats de simulation sont ensuite comparés aux mesures expérimentales au regard de la précision mais aussi de la justesse de mesure. Ainsi, j'ai réalisé la mesure d'un wafer sur lequel un overlay induit par le scanner a été imposé. L'objectif est de vérifier la justesse de la recette qui a été optimisée en amont grâce à la simulation.

3.5.2 Objectif de la simulation

Le premier but de cette simulation est de permettre l'anticipation des performances d'une mire μDBO afin de choisir la mire à insérer dans les masques des produits de la technologie 14 nm.

Les paramètres que l'on cherche à optimiser sont la dimension des lignes des réseaux des deux niveaux empilés ainsi que le pas commun de ces réseaux.

Les critères de performance sont de deux ordres : la justesse de la mesure et sa précision.

La justesse est quantifiée en calculant l'écart entre l'overlay simulé et celui calculé pour chaque configuration de mire.

La précision de la mesure est en grande partie dépendante de la précision de l'alignement de l'équipement et de la symétrie de l'optique de mesure. Cette précision est liée à la valeur du $TIS_{3\sigma}$ et ne peut être simulée sans donnée d'entrée très précise relative à la qualité du réglage de l'équipement.

Un paramètre de sortie que l'on peut simuler est la sensibilité de la mire, qu'ASML nomme *stack sensitivity*. Cette sensibilité est directement liée au signal d'asymétrie mesuré – et pouvant être simulé – rapporté à l'intensité de l'ordre +1 ou -1.

Un paramètre important pour la mesure est le paramètre nommé *target sigma* dans les rapports de mesures de l'équipement d'ASML qui donne les variations de mesure d'overlay en prenant le signal d'asymétrie collecté par le capteur pixel par pixel. La valeur d'overlay remontée par l'équipement de mesure est une valeur moyenne de cette mesure d'overlay sur l'ensemble du capteur. Une faible valeur de ce paramètre *target sigma* est un argument de fiabilité de la mesure.

Afin de réaliser la simulation de la sensibilité en fonction de la géométrie de la mire, de la longueur d'onde et de la polarisation de l'exposition, un script Scilab – qui est un langage similaire à Matlab – a été codé. Le formalisme RCWA a été utilisé. Le programme créé utilise une fonction RCWA qui a été écrite en s'inspirant de la fonction de calcul direct du programme S-Genius développé au LTM [59]. Notons que le programme S-Genius, dans sa globalité, permet de résoudre le problème inverse de reconstruction de mires de scattérométrie avec diverses stratégies de régression.

La fonction de calcul RCWA a été adaptée au langage Scilab. Elle a ensuite été greffée à un script complet qui simule l'overlay pouvant être calculé à partir d'une mire de diffraction.

3.5.3 Gamme d'angles d'incidence à simuler

Pour démarrer la simulation, il est nécessaire de connaître l'angle d'incidence du système d'exposition. Cette donnée n'étant pas communiquée par l'équipementier, une gamme des angles d'incidence possibles a été calculée à partir des longueurs d'onde disponibles lorsque l'on optimise une recette de mesure pour la géométrie d'une mire donnée.

Ainsi, il est visible sur le schéma du dispositif de la figure 2.16 du chapitre 2, ainsi que sur l'illustration 3.2 issue d'un brevet d'ASML [60], que le faisceau incident n'est pas normal à la mire. Certes, le faisceau à incidence normale est bien utilisé pour les mesures avec les anciennes générations d'équipements de mesure d'overlay par diffraction. Désormais la mesure du signal d'asymétrie d'un des quatre réseaux de la mire est réalisée grâce à deux faisceaux d'angles d'incidence opposés. Ces angles sont sélectionnés par les différentes ouvertures diamétralement opposées de l'obturateur.

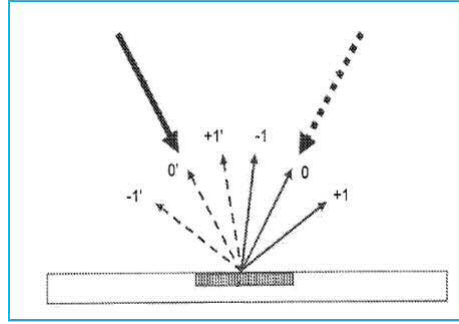


FIGURE 3.2 – Illustration des angles des faisceaux incidents et collectés

Cette incidence oblique permet d'utiliser des nouvelles valeurs du couple constitué par la longueur d'onde d'acquisition et la période des réseaux.

En effet, la formule des réseaux en réflexion pour l'ordre -1 s'écrit selon l'équation 3.5 avec λ la longueur d'onde d'acquisition et p la période des réseaux de la mire.

$$\sin \theta_{-1} = \sin \theta_{incident} - \frac{\lambda}{p} \quad (3.5)$$

Avec une incidence normale, le rapport $|\frac{\lambda}{p}|$ doit être inférieur à 1.

En incidence oblique, la longueur d'onde peut être supérieure à la période en fonction de la valeur de l'angle d'incidence.

Comme l'angle d'incidence oblique est nécessaire pour la simulation et n'est pas communiqué par l'équipementier, il est possible de définir une gamme de valeurs de cet angle à partir des longueurs d'onde utilisées par la YieldStar en fonction de la période des réseaux des mires mesurées.

A partir de la relation 3.5, on peut calculer les angles diffractés à l'ordre -1 pour toutes les combinaisons possibles de longueur d'onde et de période.

Afin d'être détecté par l'équipement et ne pas être filtré, le faisceau diffracté à l'ordre -1 doit se situer entre la normale et l'angle diffracté à l'ordre 0. Ainsi ce faisceau doit respecter les deux conditions suivantes. Si l'on définit l'angle incident comme positif, alors l'angle diffracté doit être négatif. De plus, en valeur absolue, l'angle diffracté doit être inférieur à l'angle diffracté à l'ordre 0.

Pour des angles incidents allant de 30° à 65° , j'ai vérifié les deux conditions en balayant à la fois la longueur d'onde et la période des réseaux. L'intervalle testé pour la longueur d'onde et la période est compris entre 450 nm et 600 nm.

Le graphe de la figure 3.3 est tracé en compilant pour chaque angle d'incidence le nombre de cas qui ne respectent pas les deux conditions.

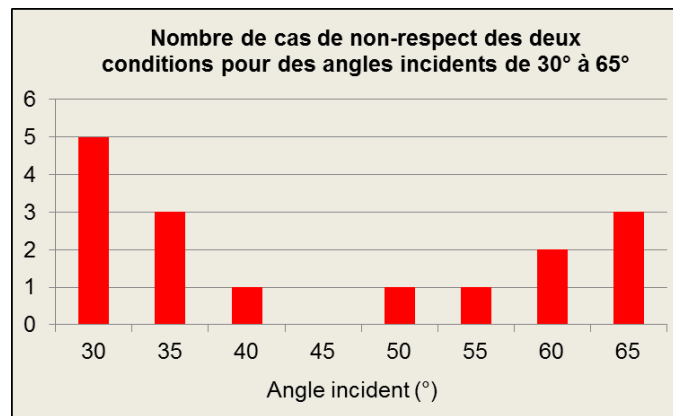


FIGURE 3.3 – Angles incidents de 30 ° à 65 ° respectant les conditions pour que l'ordre -1 soit détecté par l'équipement

D'après la figure 3.3, seul l'angle incident de 45 ° respecte les conditions pour que l'ordre -1 soit détecté par l'équipement pour toute longueur d'onde et toute période de l'intervalle allant chacun de 450 nm à 600 nm. Cependant, le pas des angles incidents testés n'a pas été limité à 5 °. En effet, la même vérification a été réalisée pour des angles compris entre 41 ° et 49 °, comme l'indique la figure 3.4.

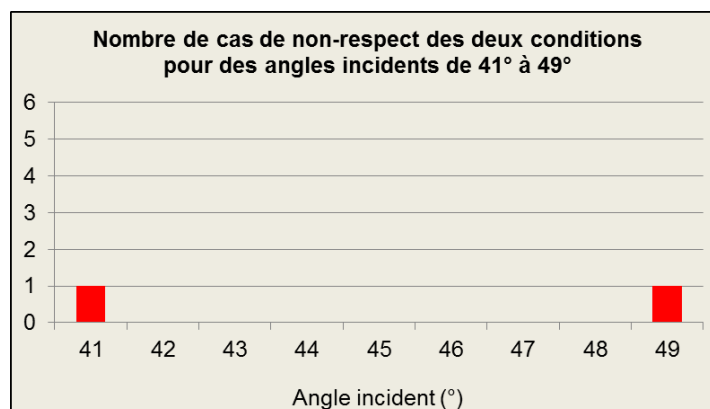


FIGURE 3.4 – Angles incidents de 41 ° à 49 ° respectant les conditions pour que l'ordre -1 soit détecté par l'équipement

De la figure 3.4, on déduit que la gamme d'angles incidents à simuler dans le code doit être limitée à l'intervalle [42 ° ; 48 °].

3.5.4 Configurations des mires insérées dans le premier jeu de masque

Trois types de mires μDBO ont été insérés dans le premier jeu de masque de la technologie 14 nm avec trois configurations résumées dans le tableau 3.1 et illustrées par la figure 3.5.

Mires	Période des réseaux	Largeurs des lignes de résine	Largeurs des lignes d'oxyde
1	600 nm	200 nm	400 nm
2	500 nm	160 nm	340 nm
3	450 nm	140 nm	310 nm

TABLEAU 3.1 – Configurations des trois mires simulées

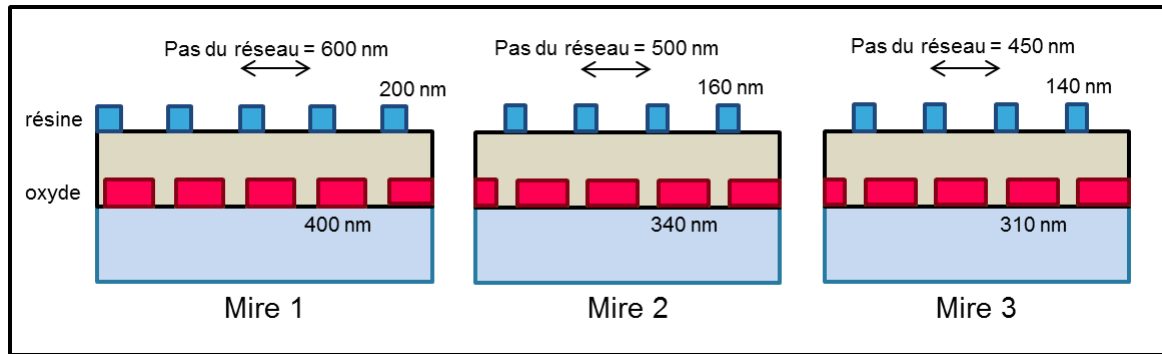


FIGURE 3.5 – Schéma des trois mires testées

Les dimensions des trois mires ont été fournies par ASML en fonction des performances expérimentales de ces mires pour d'autres technologies.

Cependant, les matériaux et les épaisseurs de la technologie 14 nm de STMicroelectronics ne sont pas identiques aux technologies précédentes de l'entreprise. Il est donc difficile d'extrapoler des conclusions sur la qualité d'une mire insérée dans une autre technologie.

Dans cette thèse, les matériaux ont été caractérisés pour développer la scattérométrie. Ces données disponibles peuvent donc être utilisées pour simuler la réponse optique d'une mire d'overlay par diffraction.

Un code a donc été écrit pour simuler les performances d'une mire donnée grâce au formalisme de la RCWA.

L'entreprise ASML a, elle-aussi, décidé récemment de simuler les performances de ses mires pour proposer à ses clients une mire par niveau, optimisée en fonction de l'empilement des matériaux pour chaque niveau [61]. Ce fournisseur dispose d'outils de simulation très puissants qui lui permettent de proposer déjà des configurations de mires pour plusieurs niveaux.

Pour autant, l'étude de simulation décrite dans la présente thèse possède un intérêt scientifique pour la compréhension du phénomène physique sous-jacent. De plus, proposer des résultats indépendants d'ASML est aussi un moyen de les confronter et de les valider. L'avantage est aussi de maîtriser toutes les étapes du processus : de la création du modèle – à partir de la caractérisation préliminaire des matériaux – à l'analyse des résultats de simulation.

3.5.5 Description du fonctionnement du code de simulation

Avant de décrire le fonctionnement du programme, visualisons grâce à la figure 3.6 une des trois mires de diffraction insérées dans les réticules du métal à double patterning. Dans cette illustration, les deux masques sont différenciés par la couleur : les tranchées LI1A et

LI1B sont représentées respectivement en rouge et bleu. Les deux quadrants permettant la mesure de l'overlay horizontal sont identifiés.

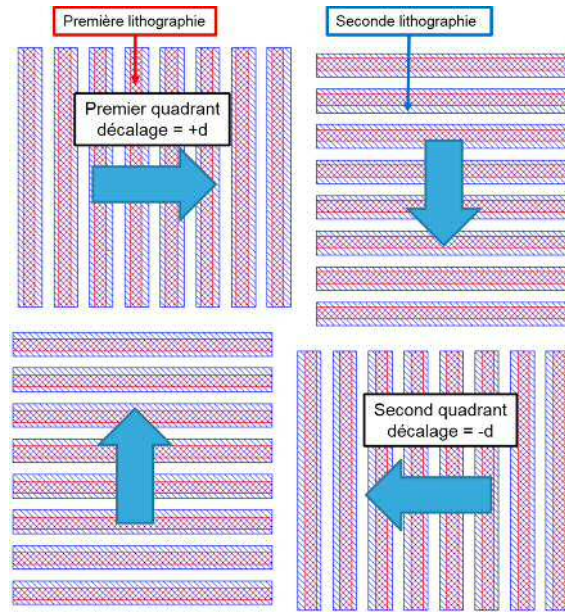


FIGURE 3.6 – Mire d'overlay par diffraction : les lignes rouges appartiennent au réticule de la première lithographie du métal, les lignes bleues à celui de la seconde lithographie. Les lignes des réticules vont correspondre aux tranchées sur wafer.

Avant de démarrer la simulation, il faut fournir un fichier de données permettant d'extraire les informations nécessaires. Les indices optiques de chaque matériau doivent être renseignés. L'équipement fonctionnant à longueurs d'onde discrètes, il est nécessaire d'indiquer les valeurs des indices à des longueurs d'onde allant de 450 à 600 nm avec un pas de 50 nm. Les épaisseurs de tous les matériaux doivent aussi être indiquées.

Ensuite, on choisit l'overlay maximal qui sera simulé par le programme, ainsi que la période commune des deux réseaux. Il est possible de définir une gamme pour cette période, par exemple de 450 à 600 nm. Les largeurs des lignes des réseaux de la mire à simuler sont aussi à sélectionner.

Ces données d'entrée sont extraites de ce fichier par le programme. Le script principal définit alors l'overlay qui sera simulé : de $-\text{overlay}_{\text{max}}$ à $+\text{overlay}_{\text{max}}$ avec un pas de 2 nm. Puis plusieurs boucles vont simuler les réponses de la mire en fonction des paramètres relatifs à l'équipement de mesure : la longueur d'onde et la polarisation incidente, ainsi que la gamme d'angles incidents déterminée au paragraphe précédent. Toutes les combinaisons possibles de ces paramètres définissent le nombre de simulations réalisées par le programme.

Plus précisément, chaque combinaison entraîne quatre simulations. En effet, le programme simule d'abord la réponse du quadrant de la mire dont le décalage volontaire est de $+d$, en pratique $+20$ nm.

Pour obtenir cette réponse optique, une première simulation est effectuée avec un angle incident égal à $+\theta$. L'efficacité de diffraction à l'ordre -1 est simulée, ce qui permet de calculer l'intensité I_{-1} du premier quadrant.

Une deuxième simulation avec un angle incident égal à $-\theta$ donne l'intensité I_{+1} de ce même quadrant. Le signal d'asymétrie du quadrant est alors calculé : $As_{+d} = I_{+1} - I_{-1}$. Pour obtenir As_{-d} afin de calculer l'overlay, le même processus est réalisé pour le second quadrant à décalage $-d$.

A l'issue de ces quatre simulations, la sensibilité de la mire est calculée. L'écart entre l'overlay simulé et l'overlay calculé par les signaux d'asymétrie permet de déduire l'erreur systématique pour la configuration testée.

Une fois toutes les combinaisons simulées, un rapport est généré. Il contient notamment la sensibilité et l'erreur correspondant à la mire et à tous les paramètres d'acquisition testés.

Une illustration du processus de simulation est proposée dans la figure 3.7. Elle reprend de façon synthétique les informations principales qui permettent de comprendre le fonctionnement général du programme de simulation.

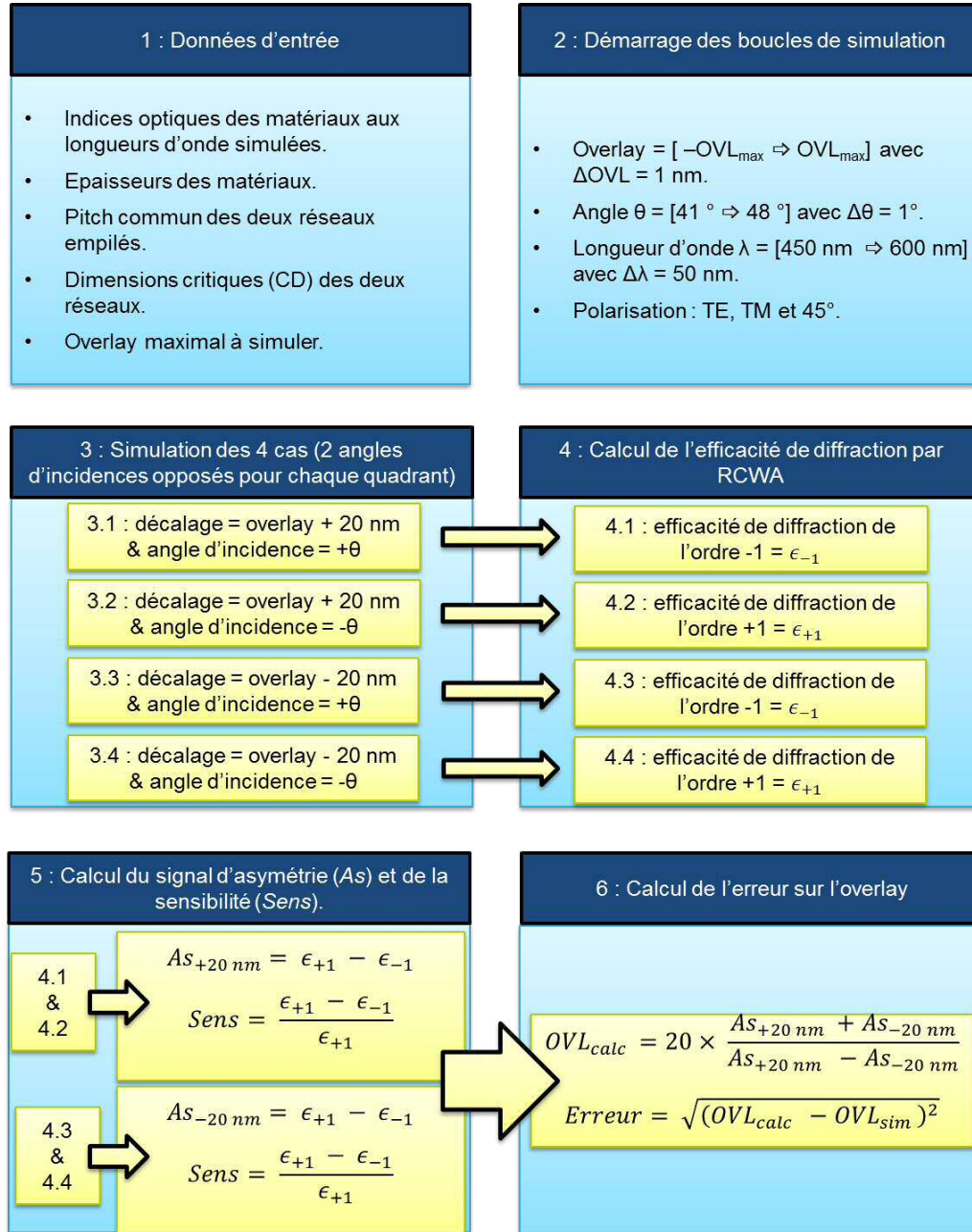


FIGURE 3.7 – Fonctionnement du script de simulation

3.5.6 Validation de la méthode de simulation

Afin de vérifier la validité du script de simulation, le signal d'asymétrie a été simulé pour la mire 1 pour un overlay allant de -300 nm à +300 nm. La figure 3.8 rappelle la configuration de cette mire dont la période commune des réseaux est de 600 nm.

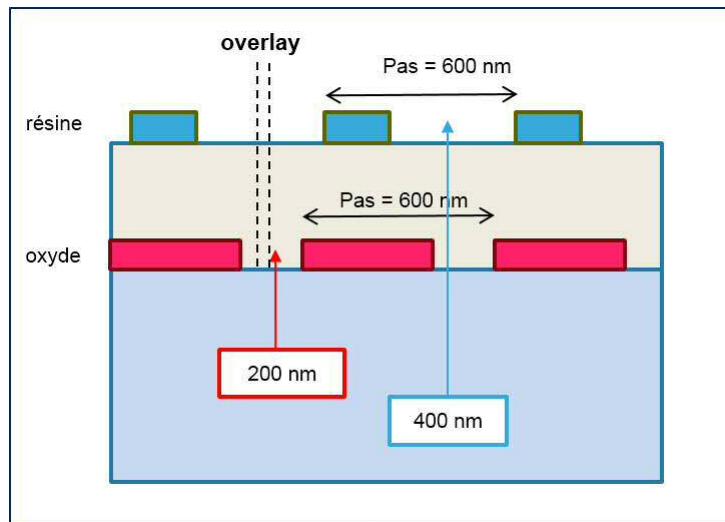


FIGURE 3.8 – Schéma de la mire 1, choisie pour valider le code de simulation

Vérification de la relation théorique entre le signal d'asymétrie et l'overlay

D'après le paragraphe 2.5.1 du chapitre 2, le signal d'asymétrie d'une mire de diffraction est une somme de fonctions sinusoïdales de $\frac{2\pi k \times OVL}{p}$, p étant le pas des réseaux. Le coefficient k est un entier strictement positif. La relation entre le signal d'asymétrie As et l'overlay OVL est rappelée par l'équation 3.6.

$$As = I^{(+1)} - I^{(-1)} = \sum_{k=1}^{\infty} C_k \sin\left(\frac{2\pi k \times OVL}{p}\right) \quad (3.6)$$

Le signal d'asymétrie a été tracé en fonction de l'overlay, pour une longueur d'onde de 500 nm et une polarisation TM. Le tracé apparaît en bleu dans la figure 3.9.

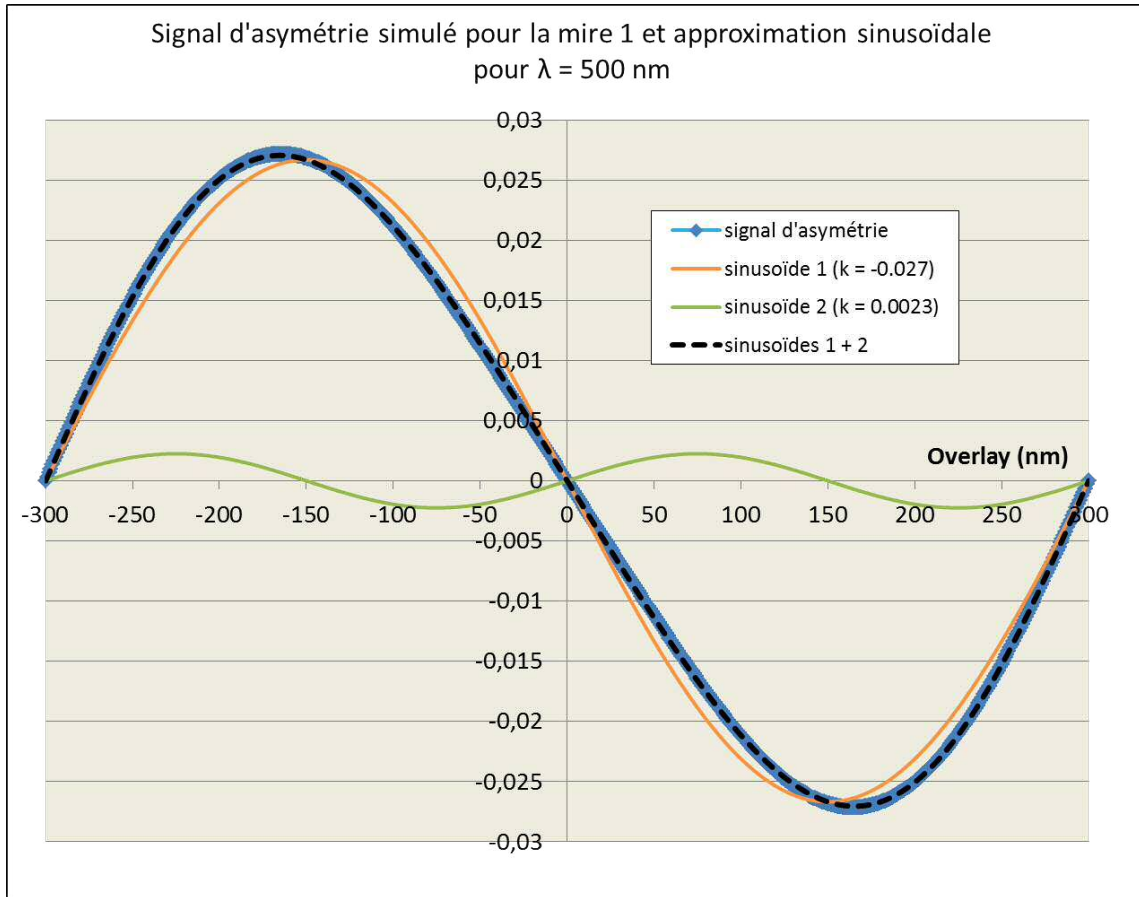


FIGURE 3.9 – Signal d'asymétrie $I_{+1} - I_{-1}$ simulé en fonction de l'overlay (de -300 nm à 300 nm) pour la mire 1 avec $\lambda = 500$ nm et son approximation par une somme de sinus.

Pour vérifier que le signal d'asymétrie est bien une somme de sinusoïdes, j'ai utilisé la fonction *solver* d'Excel afin d'identifier les coefficients C_k qui minimisent l'écart entre le signal d'asymétrie et cette somme de sinusoïdes.

J'ai commencé par identifier la première sinusoïde S_1 et le coefficient C_1 valant -0.027 :

$$S_1 = -0.027 \times \sin\left(\frac{2\pi \times OVL}{600}\right) \quad (3.7)$$

Cependant, comme on l'observe sur la figure 3.9, l'écart entre la sinusoïde 1 tracée en orange et le signal d'asymétrie est visible. J'ai donc déterminé la deuxième sinusoïde S_2 pour que $S_1 + S_2$ soit une meilleure approximation du signal d'asymétrie. L'utilisation du *solver* d'Excel permet alors de trouver le coefficient C_2 dont la valeur est 0.0023. S_2 s'écrit donc selon l'équation 3.8. Cette deuxième sinusoïde est tracée en vert.

$$S_2 = 0.0023 \times \sin\left(\frac{4\pi \times OVL}{600}\right) \quad (3.8)$$

La somme $S_1 + S_2$ est tracée en pointillés noirs sur la figure 3.9. Visuellement, cette somme des deux sinusoïdes approxime beaucoup mieux le signal d'asymétrie.

L'ajout d'une troisième sinusoïde, avec $k = 3$, ne réduit pas l'écart avec le signal d'asymétrie, dont le minimum est atteint pour une somme de deux sinusoïdes, dans l'exemple traité ici.

Ainsi, la simulation du signal d'asymétrie est validée puisque l'on retrouve la relation théorique liant ce signal à l'overlay.

De ce tracé, on peut aussi déduire que la sensibilité du signal d'asymétrie à l'overlay est maximale pour un décalage initial entre les réseaux proche de zéro. Pour un décalage proche de la moitié de la période, la sensibilité est minimale car la tangente à la courbe est horizontale.

Fenêtre de linéarité entre le signal d'asymétrie et l'overlay

Par ailleurs, pour déduire la valeur de l'overlay à partir du signal d'asymétrie As_{+d} et As_{-d} des deux quadrants à décalage $+d$ et $-d$ illustrés par la figure 3.6, il est nécessaire d'avoir une relation de proportionnalité entre le signal d'asymétrie et le décalage total égal à $OVL \pm d$.

Le signal d'asymétrie a été simulé pour la mire n° 1 en supposant le décalage d nul. L'objectif est de vérifier que l'on a bien la relation $As = K \times OVL$.

Dans un premier temps, la proportionnalité a été vérifiée pour un overlay allant de -20 nm à +20 nm. Les paramètres d'acquisition sont les mêmes que précédemment : une longueur d'onde de 500 nm et une polarisation TM ont été simulées pour un réseau vertical.

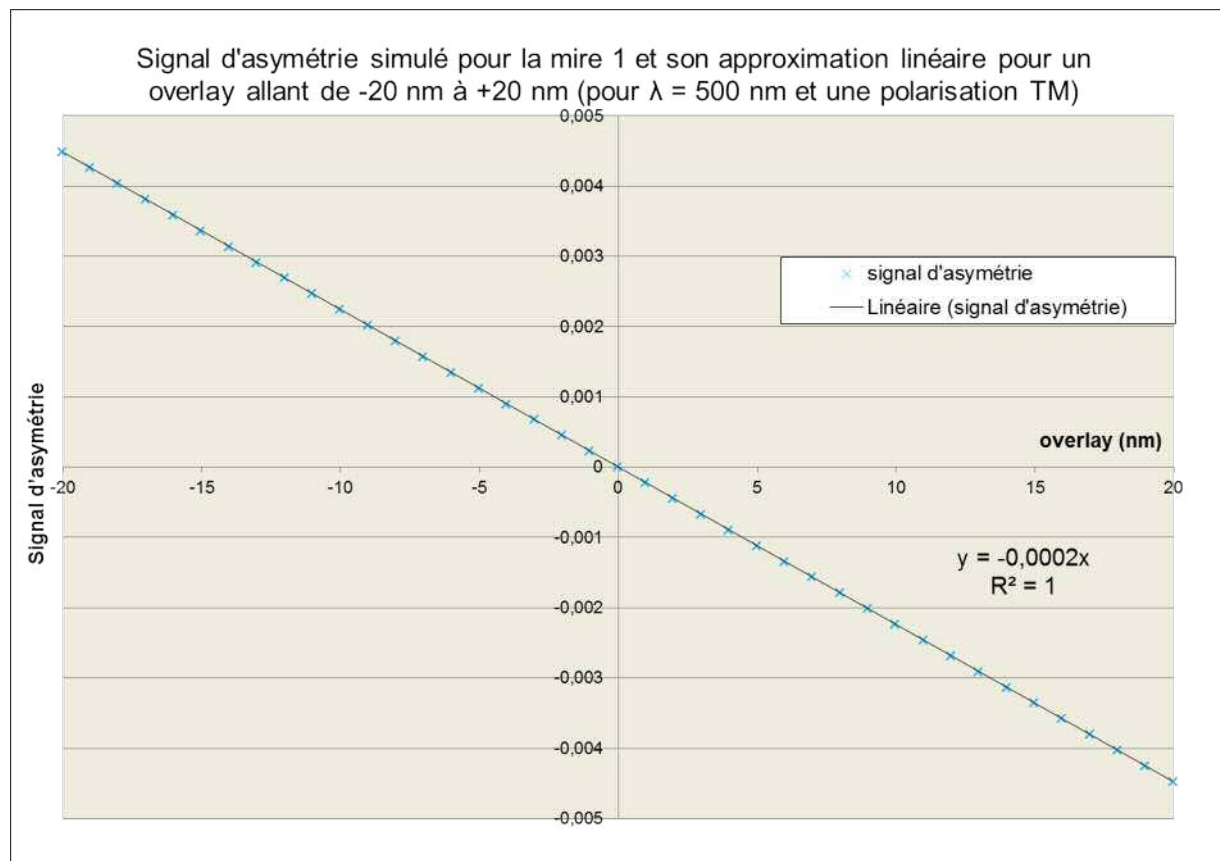


FIGURE 3.10 – Signal d'asymétrie $I_{+1} - I_{-1}$ simulé en fonction de l'overlay (de -20 nm à 20 nm) pour la mire 1 avec $\lambda = 500$ nm et son approximation linéaire.

D'après la figure 3.10, le signal d'asymétrie de la configuration testée peut être modélisé parfaitement par une relation de proportionnalité en fonction de l'overlay avec un coefficient K valant $-2 \times 10^{-4} \text{ nm}^{-1}$.

Par conséquent, la simulation permet bien d'obtenir un signal proportionnel à l'overlay dans une gamme de 40 nm centrée en zéro.

Cependant, la gamme d'overlay considérée est réduite à l'intervalle allant de -20 à +20 nm. On peut alors se demander si l'ajout du décalage volontaire $\pm d$ dans les mires d'overlay par diffraction dégrade la proportionnalité.

Comme les signaux d'asymétrie pour chaque quadrant d'une mire sont disponibles dans le rapport de simulation, il est possible de tracer les deux signaux pour la même configuration. J'ai donc réalisé ce tracé en prenant pour abscisse l'overlay de chaque quadrant, c'est-à-dire $overlay \pm d$.

La figure 3.11 regroupe deux graphes représentant les signaux d'asymétrie des deux quadrants d'une même mire. L'overlay sur wafer a été simulé pour des valeurs allant de -20 à +20 nm. Pour avoir l'overlay présent dans les deux quadrants, il faut prendre en compte le décalage volontaire qui est de +20 nm pour le premier quadrant et -20 nm pour le second. Le signal d'asymétrie du premier quadrant est donc tracé en fonction de $overlay + 20$ nm, ce qui revient à une gamme allant de 10 à 30 nm. Pour le second graphe, ce signal est tracé en fonction de $overlay - 20$ nm, c'est-à-dire de -30 à -10 nm.

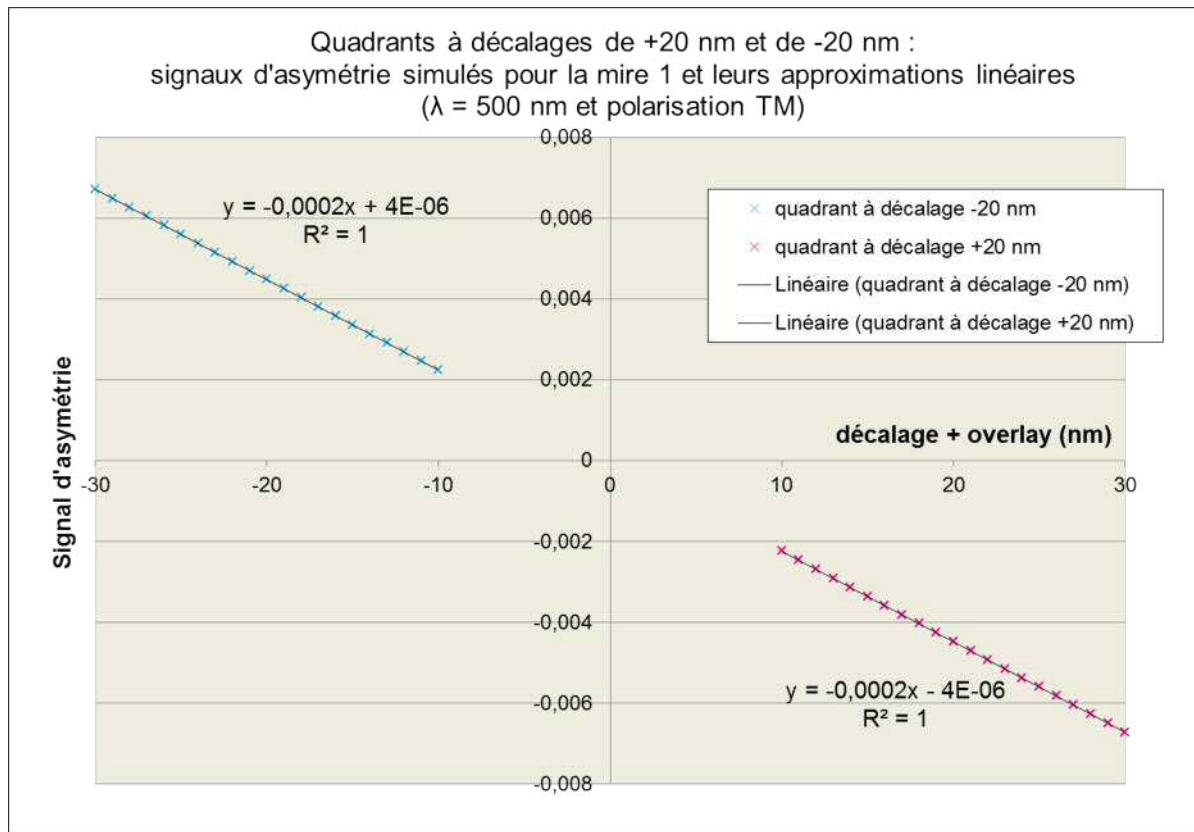


FIGURE 3.11 – Signal d'asymétrie simulé pour deux quadrants à ± 20 nm de la mire 1, avec les mêmes conditions que précédemment.

Pour chaque graphe, j'ai réalisé une régression linéaire de la courbe représentant le signal d'asymétrie. L'équation de la régression et son coefficient de corrélation sont indiqués dans les deux cas.

D'après les deux courbes et leur régression associée, les signaux d'asymétrie varient très clairement de façon linéaire. En revanche, ces signaux ne sont pas parfaitement proportionnels à l'overlay puisque la régression linéaire contient un terme constant. Une

comparaison des régressions met en évidence le fait que ce terme est de même valeur absolue et de signe opposé. Le coefficient de linéarité est, quant à lui, identique pour les deux graphes.

Les équations 3.9 et 3.10 synthétisent ces résultats de façon générique en identifiant le terme constant à K_0 et le coefficient à K .

$$As_{+d} = K(OVL_{sim} + d) + K_0 \quad (3.9)$$

$$As_{-d} = K(OVL_{sim} - d) - K_0 \quad (3.10)$$

D'après ces équations, les signaux d'asymétrie respectent une propriété pour toutes les configurations testées : ces signaux sont impairs.

Ces signaux sont tracés pour un overlay variant de -30 à -10 nm et 10 à 30 nm car le décalage volontaire est comptabilisé. Ce décalage permet de calculer l'overlay via l'équation 3.11 qui est valable pour une relation de proportionnalité entre le signal d'asymétrie et l'overlay total présent dans le quadrant considéré.

Le terme K_0 est absent lorsque l'overlay est proche de zéro puisque le signal d'asymétrie peut s'approximer par la seule sinusoïde $S1$ dont le développement limité en zéro donne une relation de proportionnalité en fonction de l'overlay.

En revanche, la présence du terme constant K_0 , lorsque l'on s'éloigne du décalage nul, induit une erreur sur le calcul de l'overlay.

$$OVL_{calc} = d \frac{As_{+d} + As_{-d}}{As_{+d} - As_{-d}} = \frac{K d}{K d + K_0} OVL_{sim} \quad (3.11)$$

Cependant, cette erreur est faible pour de très nombreuses configurations testées. Ainsi, la formule 3.11 fait intervenir un facteur $\frac{K d}{K d + K_0}$ qui est le rapport entre l'overlay calculé et l'overlay simulé. Dans le cas des résultats de la figure 3.11, ce rapport est très proche de l'unité : 0.999.

Dans le script de simulation, j'ai inclus le calcul de l'erreur commise à cause du décalage de 20 nm. Cette erreur est l'écart absolu entre la valeur de l'overlay calculée et celle simulée. Pour de nombreuses configurations testées, l'erreur commise reste inférieure au seuil de 0.1 nm. Ainsi, les mires sélectionnées devront avoir une erreur inférieure à ce seuil. Pour minimiser cette erreur, la longueur d'onde et la polarisation doivent être optimisées.

Le code de simulation permet de choisir la mire et les paramètres qui minimisent l'erreur systématique due au décalage volontaire de 20 nm. Comme je dispose des valeurs des intensités aux ordres +1 et -1 pour chaque mire, j'ai ajouté à mon code de simulation le calcul de la sensibilité qui est une grandeur que j'ai cherché à maximiser.

3.5.7 Résultats de simulation : sensibilité et erreur

Définition des polarisations simulées

L'équipement de mesure YieldStar permet de sélectionner trois différents états de polarisation rectiligne. Dans le paragraphe précédent, les simulations ont été réalisées avec une polarisation incidente rectiligne en mode TM.

Dans mon script, il est possible de choisir une polarisation incidente en mode TM, TE ou à 45°, ce qui couvre les trois options disponibles lors de la création d'une recette de mesure avec la YieldStar.

Les trois états de polarisation rectiligne sont schématisés dans les figures 3.12 à 3.14. Les directions des vecteurs du champ électrique sont représentées dans ces figures. Il est

supposé que le plan d'incidence est perpendiculaire au réseau vertical de la mire et parallèle au réseau horizontal.

Dans le cas d'une polarisation à 45° , la direction du champ électrique est précisée dans la figure 3.12.

Pour la polarisation TM, la direction du champ électrique est incluse dans le plan d'incidence. Par conséquent, dans notre cas, le champ électrique est perpendiculaire aux lignes du réseau vertical et parallèle aux lignes du réseau horizontal, comme cela est indiqué dans la figure 3.13.

Pour la polarisation TE, la direction du champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence. Cela correspond donc à la figure 3.14, dans laquelle le champ électrique est parallèle aux lignes du réseau vertical et perpendiculaire aux lignes du réseau horizontal.

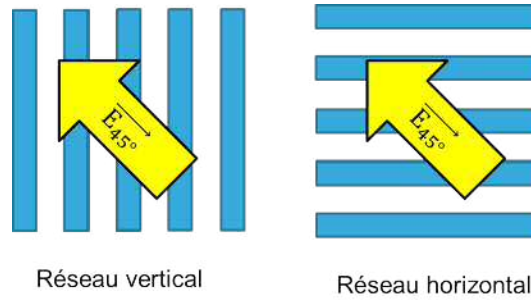


FIGURE 3.12 – Représentation du champ électrique pour une polarisation à 45°

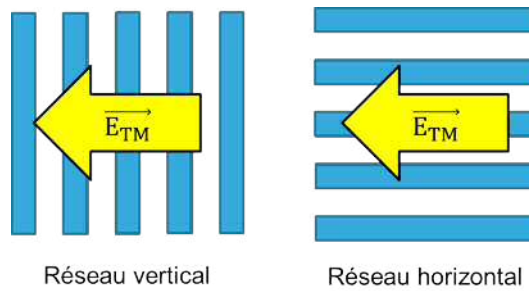


FIGURE 3.13 – Représentation du champ électrique pour une polarisation TM

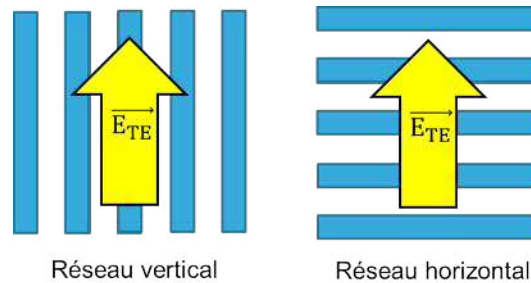


FIGURE 3.14 – Représentation du champ électrique pour une polarisation TE

Résultats de simulation pour la mire n° 1

Les résultats de simulation ont été obtenus en considérant les quadrants de la mire contenant les réseaux verticaux. La sensibilité et l'erreur sont simulées à partir de deux quadrants

à décalage +20 nm et -20 nm. Il est vrai que la mesure de l'overlay combine réseaux verticaux et horizontaux, ce qui soulève une problématique traitée dans le paragraphe 3.5.8.

Les trois figures suivantes regroupent les simulations effectuées pour la mire n° 1 pour les trois cas de polarisation.

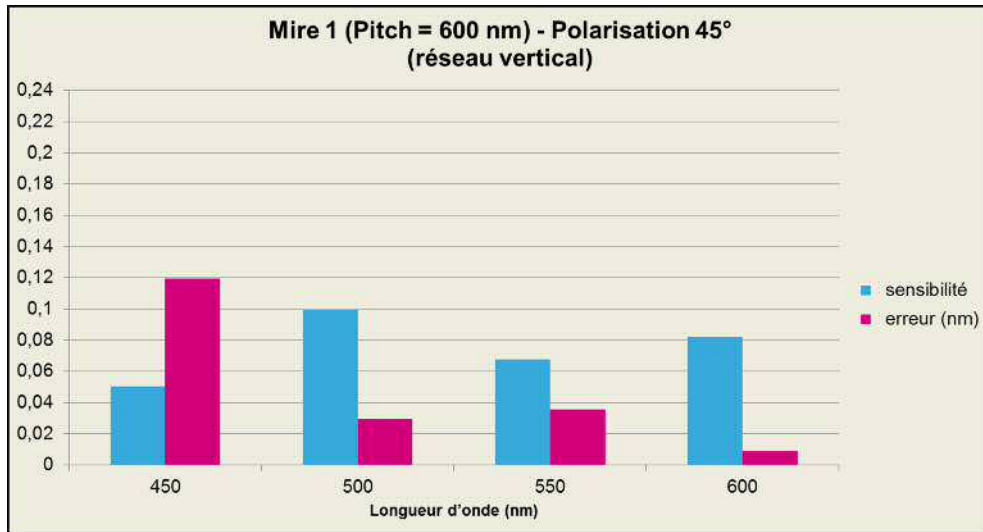


FIGURE 3.15 – Sensibilité et erreur simulées pour la mire n° 1 avec une polarisation incidente à 45°

D'après la figure 3.15, la polarisation à 45° permet d'atteindre une sensibilité maximale de 0.1 pour une longueur d'onde de 500 nm. L'erreur entre l'overlay simulé et l'overlay calculé est de 0.03 nm.

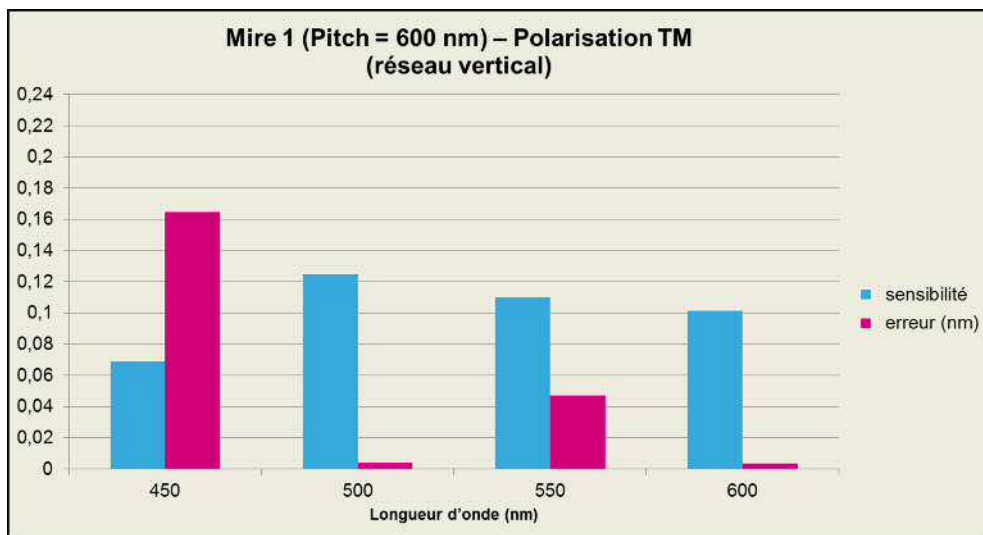


FIGURE 3.16 – Sensibilité et erreur simulées pour la mire n° 1 avec une polarisation incidente en mode TM

La figure 3.16 montre qu'avec une polarisation TM et une longueur d'onde de 500 nm, la sensibilité simulée est supérieure à 0.12 et l'erreur est inférieure à 0.01 nm.

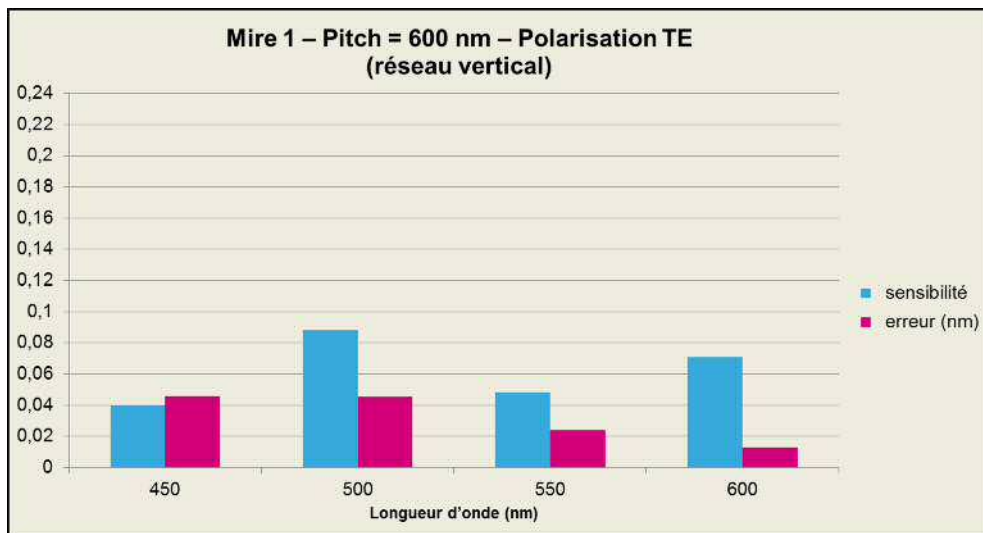


FIGURE 3.17 – Sensibilité et erreur simulées pour la mire n°1 avec une polarisation incidente en mode TE

En ce qui concerne les résultats pour la polarisation TE, synthétisés dans la figure 3.17, aucune longueur d'onde ne permet d'atteindre une sensibilité de 0.1

On déduit donc de ces résultats de simulation, que la mire n°1 peut permettre d'atteindre théoriquement une sensibilité de 0.12 avec une erreur très faible, si l'on choisit la polarisation TM et la longueur d'onde de 500 nm.

Résultats de simulation pour la mire n°2

Les mêmes simulations ont été réalisées pour la mire n°2 dont les réseaux ont une période de 500 nm.

La figure 3.18 montre que la polarisation à 45° donne des résultats légèrement meilleurs que pour la mire n°1 en terme de sensibilité puisqu'elle atteint 0.16 pour une longueur d'onde de 600 nm. En revanche, les erreurs sont supérieures pour toutes les longueurs d'onde et peuvent même atteindre 0.14 nm.

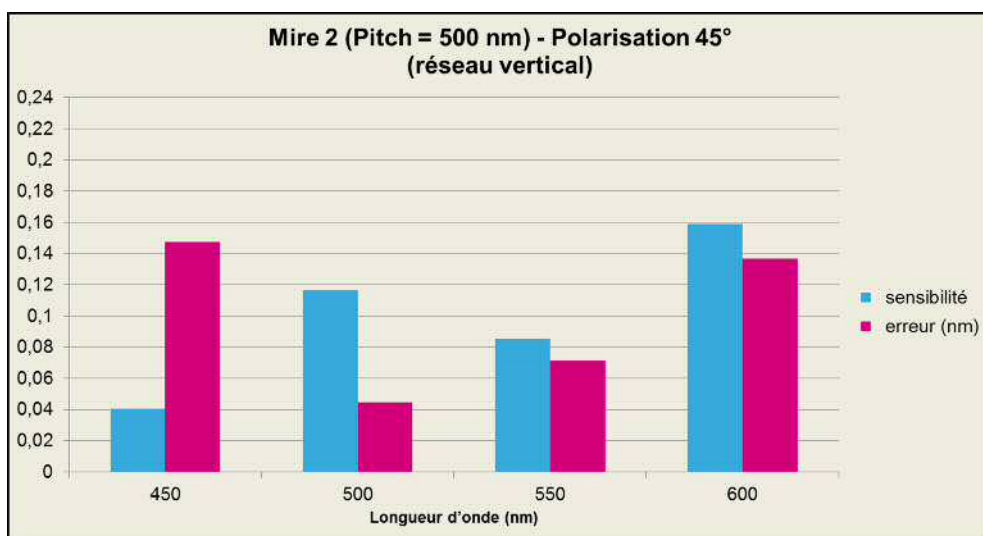


FIGURE 3.18 – Sensibilité et erreur simulées pour la mire n°2 avec une polarisation incidente à 45°

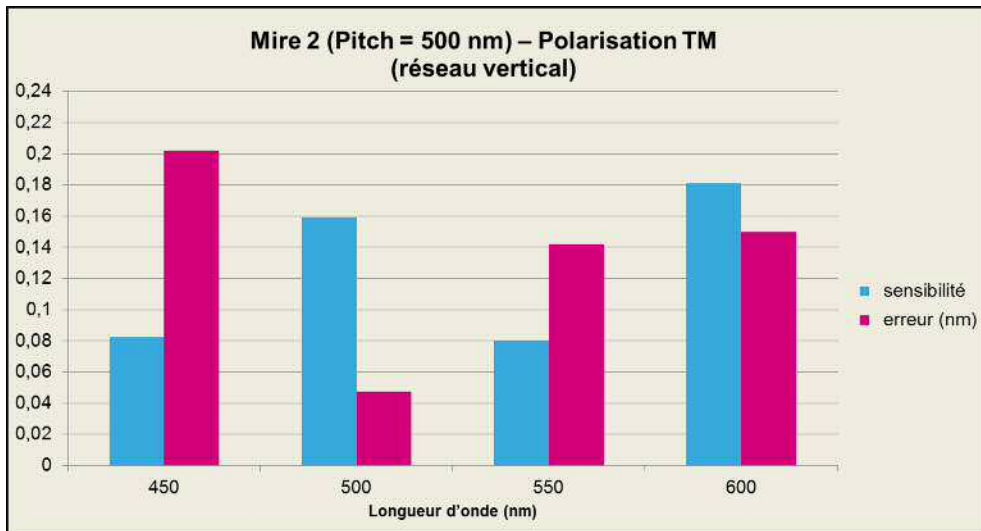


FIGURE 3.19 – Sensibilité et erreur simulées pour la mire n°2 avec une polarisation incidente en mode TM

Pour la polarisation TM, les erreurs sont supérieures à 0.1 nm, sauf pour la longueur d'onde de 500 nm pour laquelle l'erreur est d'environ 0.05 nm. Pour cette longueur d'onde, la sensibilité est de 0.16.

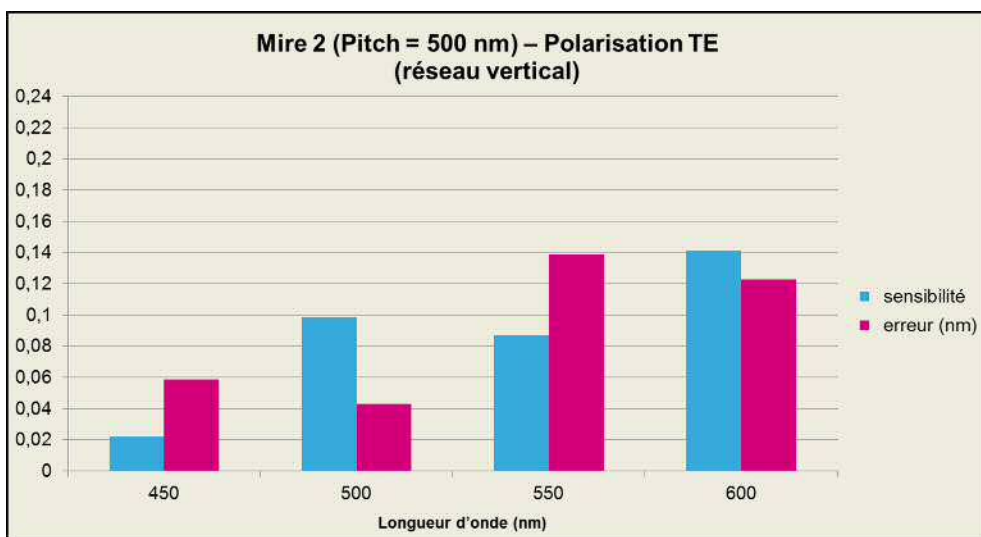


FIGURE 3.20 – Sensibilité et erreur simulées pour la mire n°2 avec une polarisation incidente en mode TE

De manière similaire à la mire n°1, la polarisation TE dégrade les résultats de sensibilité et d'erreur obtenus pour la mire n°2 par rapport à une polarisation TM.

Résultats de simulation pour la mire n°3

Les performances de la mire n°3, à période de 450 nm, ont elles-aussi été simulées pour les trois sortes de polarisation.

Des trois figures 3.21, 3.22 et 3.23, on peut déduire qu'une seule configuration est satisfaisante. Il s'agit de la configuration combinant polarisation TM et longueur d'onde

de 500 nm. En effet, la sensibilité dépasse la valeur 0.2, tandis que l'erreur est de 0.02 nm. Toutes les autres configurations donnent des erreurs supérieures à 0.1 nm.

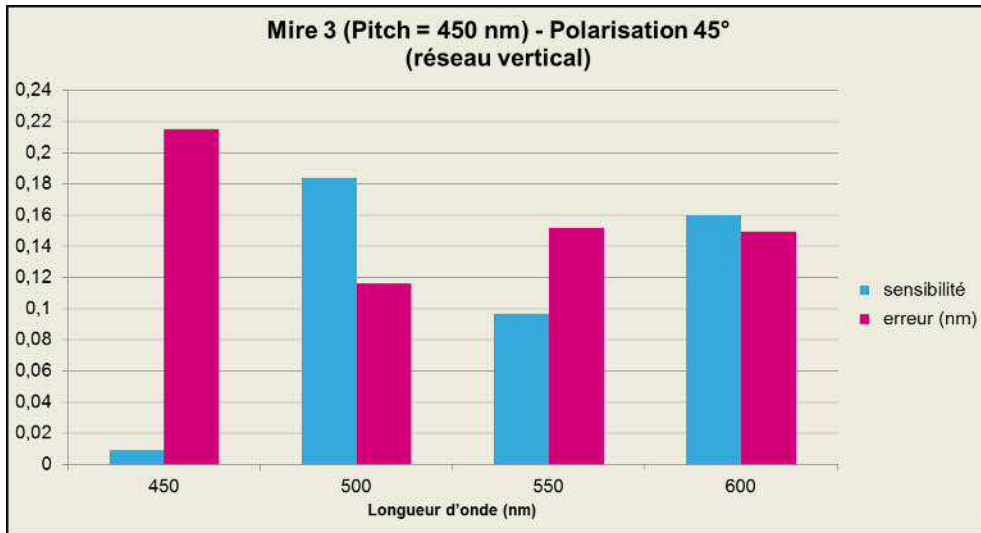


FIGURE 3.21 – Sensibilité et erreur simulées pour la mire n° 3 avec une polarisation incidente à 45°

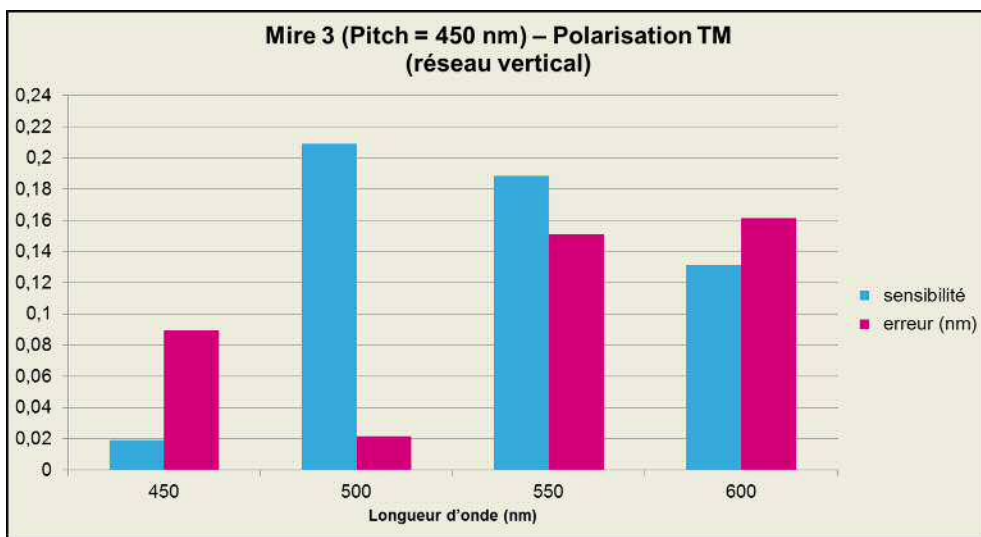


FIGURE 3.22 – Sensibilité et erreur simulées pour la mire n° 3 avec une polarisation incidente en mode TM

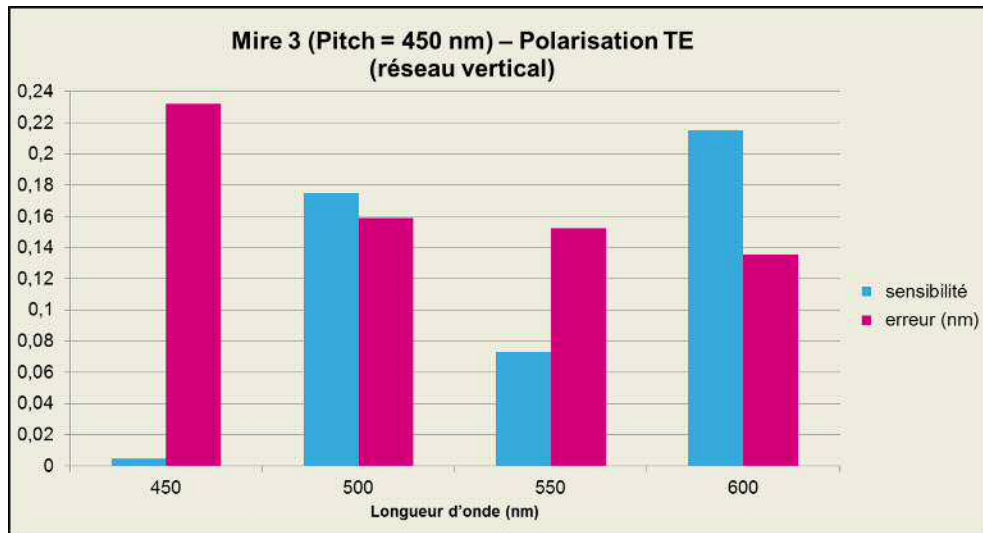


FIGURE 3.23 – Sensibilité et erreur simulées pour la mire n°3 avec une polarisation incidente en mode TE

De toutes ces simulations pour les trois mires, on peut retenir que la polarisation TM est celle qui permet d'obtenir les meilleurs résultats.

La mire n°3 est celle qui donne la meilleure sensibilité mais cela n'est valable que pour une configuration : polarisation TM et longueur d'onde de 500 nm.

La mire n°1 donne des résultats assez homogènes pour les longueurs d'ondes 500 nm, 550 nm et 600 nm et c'est elle qui présente les erreurs les plus faibles.

3.5.8 Comparaison aux données expérimentales

Pour comparer les résultats simulés et expérimentaux, une campagne de mesure a été réalisée sur un wafer standard à l'étape de la seconde lithographie du niveau à double patterning.

Les longueurs d'onde testées vont de 450 à 600 nm pour les trois polarisations. Le tableau 3.2 classe les cinq meilleures combinaisons pour les trois mires disponibles selon les deux critères suivants : écart-type le plus faible puis meilleure sensibilité.

Classement	Mire	Longueur d'onde	Polarisation	Sensibilité	Écart-type
1	n° 1	550 nm	45 °	0.21	1.9 nm
2	n° 1	550 nm	TM	0.24	2.1 nm
3	n° 1	550 nm	TE	0.18	2.4 nm
4	n° 2	500 nm	TM	0.14	3.4 nm
5	n° 3	500 nm	TM	0.20	5.9 nm

TABLEAU 3.2 – Sensibilité et écart-type (target sigma) extraits de mesures expérimentales sur les trois mires testées

Afin d'obtenir ce classement, la première étape est d'éliminer les recettes de mesure pour lesquelles l'écart-type est supérieur à 6 nm, seuil préconisé par ASML. Cet écart-type est lié à l'uniformité du signal d'asymétrie. C'est un indicateur primordial de la précision de la mesure. Ce filtre écarte un grand nombre de recettes testées pour les mires n°2 et 3.

En classant les cinq recettes dont l'écart-type est inférieur à 6 nm, on observe que c'est la longueur d'onde de 550 nm qui se détache pour la mire n° 1, puis celle de 500 nm pour les mires n° 2 et 3.

Pour la mire n° 1, la sensibilité expérimentale est de l'ordre de 0.2 pour les trois polarisations disponibles. Les simulations ont donc sous-estimé la sensibilité pouvant être atteinte par cette mire à la longueur d'onde de 550 nm.

Les résultats expérimentaux de sensibilité pour les mires n° 2 et 3 sont en accord avec les simulations. La longueur d'onde de 500 nm est bien celle qui avait été identifiée comme optimale et les valeurs numériques de sensibilité sont similaires.

De plus, on remarque qu'il y a une corrélation entre le classement réalisé en fonction de l'écart-type expérimental et les erreurs simulées. La mire n° 1 présente les plus faibles erreurs simulées ainsi que les plus bas écarts-types.

Cependant, cette corrélation n'est qu'indicative. Les deux grandeurs n'ont pas les mêmes origines puisque l'écart-type peut inclure des perturbations dues au système optique, alors que l'erreur n'est que l'écart entre l'overlay simulé et l'overlay calculé pour un rayon lumineux. La notion de rayon lumineux est théorique et ne considère pas toutes les perturbations que subit un faisceau lumineux réel comme une légère non-uniformité de la source ou un éventuel défaut des composants du système optique.

Nous avons vu que les simulations encouragent d'utiliser la polarisation TM pour optimiser la sensibilité et l'erreur dans le cas de réseaux verticaux. Or, une mesure d'overlay requiert l'usage de réseaux verticaux et horizontaux.

Pour les réseaux horizontaux, c'est la polarisation TE qui permet de garder la même orientation du champ électrique par rapport à la direction des lignes.

Jusqu'à présent, l'équipement YieldStar n'autorise pas de sélectionner une polarisation TM pour les réseaux verticaux et une polarisation TE pour les réseaux horizontaux.

Ainsi, il n'est pas possible de comparer les résultats expérimentaux et les simulations en fonction de la polarisation, excepté pour la polarisation à 45°. En effet, dans ce cas-là, l'orientation du champ électrique ne va privilégier ni les réseaux verticaux ni les réseaux horizontaux.

3.5.9 Conclusion

Grâce à ce programme de simulation, la relation de proportionnalité entre l'overlay et le signal d'asymétrie, qui est la différence des intensités diffractées aux ordres +1 et -1, a été démontrée pour une gamme d'overlay allant de -10 nm à 10 nm pour des réseaux dont la période est comprise entre 450 nm et 600 nm.

Afin de déduire l'overlay à partir des signaux d'asymétrie d'une mire, un décalage volontaire de 20 nm doit être ajouté au niveau des masques. Ce décalage provoque l'apparition d'un terme constant dans la relation entre l'overlay et ces signaux. Cependant, l'erreur qui en émane peut être limitée à moins d'un dixième de nanomètre en choisissant la mire adéquate et en optimisant les paramètres de la mesure.

De plus, la sensibilité des mires a été simulée et corrélée aux mesures expérimentales. En combinant l'erreur et la sensibilité simulées dans la comparaison des performances des mires, une d'entre elles se détache. Ainsi, celle dont la période des réseaux est de 600 nm s'avère la plus performante. La longueur d'onde de 550 nm a aussi été identifiée comme optimale.

Finalement, la simulation a permis de sélectionner une mire pour la mesure d'overlay par diffraction, tout en gagnant en compréhension dans la physique qui y est impliquée.

3.6 Vérification de la justesse de la mesure par diffraction

La mire pour la mesure d'overlay par diffraction a été sélectionnée selon des critères de précision. Pour vérifier la justesse de la mesure réalisée par la recette choisie grâce à la simulation, un protocole a été défini. Il consiste à provoquer volontairement un overlay en induisant des erreurs de rotation et de grandissement par le système d'exposition. Cet overlay induit par le scanner est ensuite mesuré sur l'ensemble des mires disponibles sur le wafer. La mesure est réalisée par diffraction avec la recette optimisée. Afin de comparer avec les autres méthodes disponibles, une mesure d'overlay par imagerie est aussi effectuée. Les mires des deux méthodes sont très proches l'une de l'autre : une cinquantaine de microns les séparent. Cette promiscuité est primordiale car elle facilite la corrélation entre les deux méthodes.

La vérification de la justesse d'une recette de mesure par la programmation volontaire d'un overlay dans les réglages du scanner est une méthode nécessaire à sa validation [62]. Pourtant, elle n'est pas suffisante car on ne peut savoir si l'overlay programmé au niveau du scanner est bien l'overlay réellement présent au niveau du wafer.

C'est pourquoi j'ai réalisé la mesure de cet overlay programmé par le scanner avec les deux méthodes de mesure, dans le but de voir si les deux sortes de mires permettent de retrouver les valeurs entrées dans les paramètres du scanner. L'objectif est surtout de réaliser une corrélation directe entre les deux méthodes, ce qui nécessite donc une promiscuité entre deux mires comparées.

3.6.1 Réalisation d'un overlay induit par le scanner

La mire de diffraction est conçue pour mesurer une valeur absolue d'overlay inférieure à 20 nm à cause de son décalage volontaire qui est de même valeur. L'overlay induit doit donc être au maximum de 20 nm. En combinant rotation et grandissement sur l'ensemble du wafer, il est possible de créer un overlay minimal au centre et maximal sur les bords. Les paramètres entrés lors de l'exposition par le scanner sont regroupés dans le tableau 3.3.

Inter-champ						
	T_x (nm)	T_y (nm)	M_x (ppm)	M_y (ppm)	R_x (μ rad)	R_y (μ rad)
Scanner	0	0	0.08	0.08	0.08	0.08

Intra-champ				
	m_x (ppm)	m_y (ppm)	r_x (μ rad)	r_y (μ rad)
Scanner	0	0	0.08	0.08

TABLEAU 3.3 – Paramètres d'overlay induit programmé dans les réglages du scanner (cf. figures 1.6 et 1.7 du premier chapitre pour la définition des paramètres)

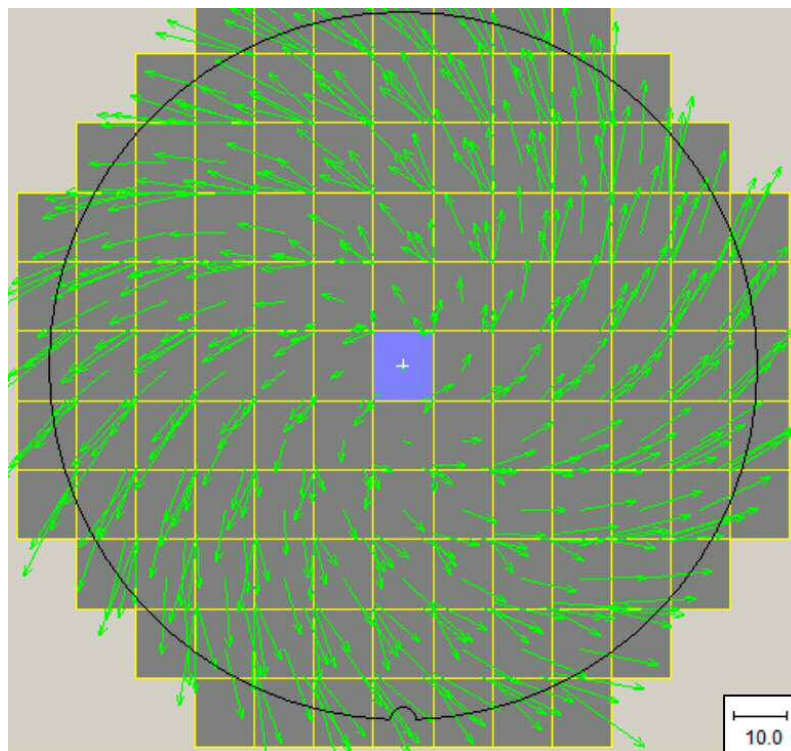


FIGURE 3.24 – Réponse de la mire μDBO sélectionnée à un overlay volontairement induit par le scanner

La figure 3.24 permet de visualiser les vecteurs d'overlay mesurés par la méthode de diffraction. Ainsi, on voit clairement la rotation et le grandissement induits grâce à la direction, le sens et à la norme des vecteurs.

3.6.2 Corrélation avec la mesure d'overlay par imagerie

Les données brutes des mesures overlay ont été extraites pour les mires par diffraction et par imagerie dans les deux directions. Les résultats pour le wafer à overlay induit conviennent bien à cette étude car la gamme de variation est significative et permet de comparer plus clairement les résultats issus des deux méthodes.

Pour chaque direction, l'overlay mesuré par diffraction a été tracé en fonction de celui qui a été mesuré par imagerie.

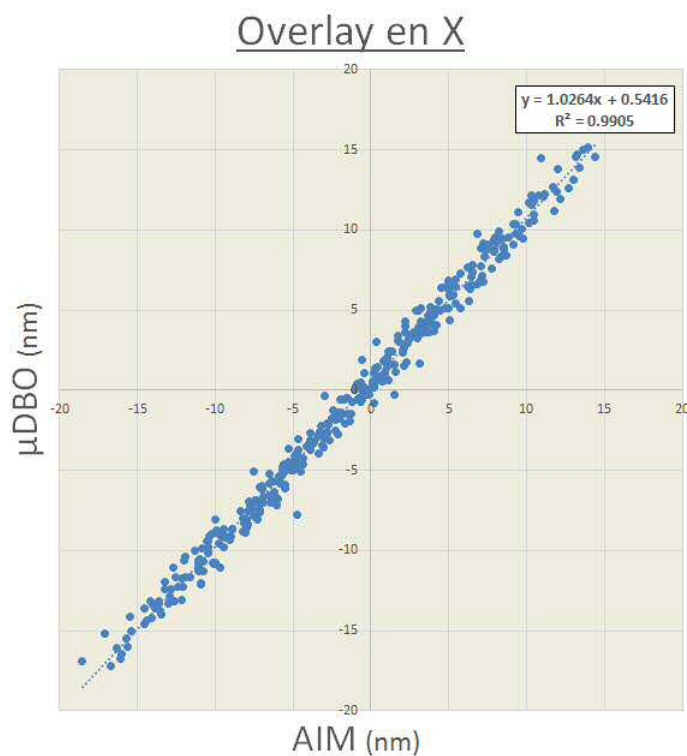


FIGURE 3.25 – Corrélation des mesures par diffraction et par imagerie pour l’overlay induit en X

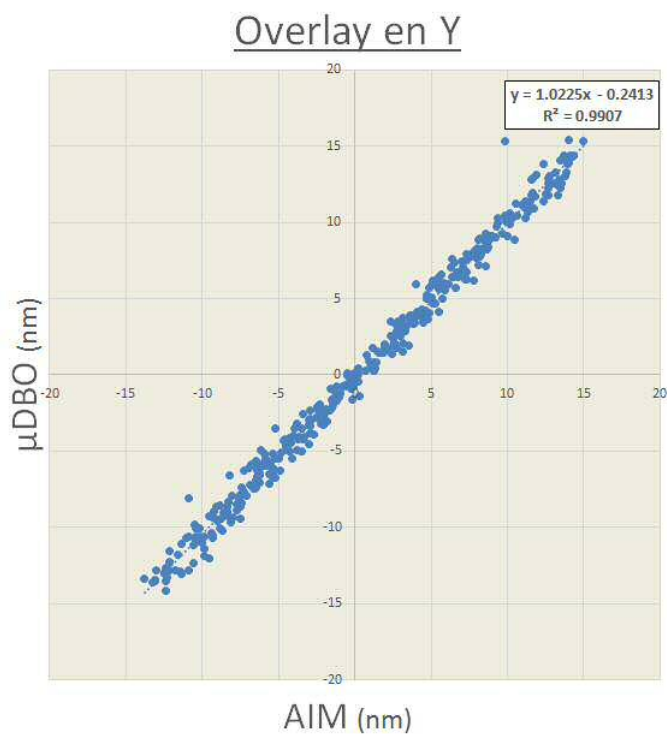


FIGURE 3.26 – Corrélation des mesures par diffraction et par imagerie pour l’overlay induit en Y

D’après les figures 3.25 et 3.26, la corrélation entre les deux mesures est très satisfaisante,

comme l'attestent les deux coefficients de linéarité qui s'avèrent très proches de 1. De plus, le R^2 est supérieur à 0.99, ce qui indique une faible dispersion. Quant aux constantes des deux régressions linéaires, elles sont de +0.54 nm en X et de -0.24 nm en Y. Elles peuvent s'expliquer par un overlay local existant réellement entre les deux mires. Plus vraisemblablement, c'est la précision de la mesure qui doit jouer sur l'obtention des ces termes constants, qui restent tout de même faibles.

3.6.3 Analyse des termes modélisés et résiduels

L'overlay mesuré selon les deux méthodes peut être modélisé, ce qui permet de comparer la réponse fournie par les deux méthodes en fonction des paramètres entrés volontairement dans la configuration du scanner lors de l'exposition du wafer.

	Inter-champ					
	T_x (nm)	T_y (nm)	M_x (ppm)	M_y (ppm)	R_x (μ rad)	R_y (μ rad)
Scanner	0	0	0.08	0.08	0.08	0.08
Mesure par imagerie	-1.4	0.7	0.080	0.073	0.079	0.081
Mesure par diffraction	-0.9	0.5	0.084	0.079	0.082	0.080

	Intra-champ			
	m_x (ppm)	m_y (ppm)	r_x (μ rad)	r_y (μ rad)
Scanner	0	0	0.08	0.08
Mesure par imagerie	-0.014	0.010	0.089	0.082
Mesure par diffraction	-0.009	0.008	0.084	0.081

TABLEAU 3.4 – Termes d'overlay modélisés issus des mesures et comparaison avec les paramètres d'overlay induit

On remarque que les différences entre les paramètres obtenus pour les mesures par diffraction et par imagerie ne sont pas significatives. En effet, un écart de 0.005 ppm représente un écart de 0.75 nm en bord d'un wafer de diamètre de 300 mm.

	Données résiduelles			
	Moyenne en X (nm)	Moyenne en Y (nm)	3σ en X (nm)	3σ en Y (nm)
Mesure par imagerie	0	0	2.33	2.41
Mesure par diffraction	-0.02	-0.01	2.03	2.26

TABLEAU 3.5 – Comparaison des erreurs résiduelles d'overlay pour les mesures par imagerie et par diffraction

Les données résiduelles sont les valeurs d'overlay qui ne se conforment pas au modèle. Elles peuvent être provoquées lors de l'exposition par une distorsion plastique du wafer ou un échauffement des lentilles de projection. Elles peuvent aussi provenir de mires de mesure défectueuses. Cela peut se produire lorsque les dimensions des mires ne correspondent pas aux dimensions pour lesquelles le procédé est optimisé. Cette situation doit être évitée en amont par la conception de mires conformes aux spécifications régissant le produit technologique.

En outre, un défaut généralisé du procédé peut aussi engendrer des mires défectueuses. C'est pourquoi il est essentiel de faire un suivi de ces données résiduelles afin d'identifier ce problème.

Dans cette étude, les erreurs résiduelles d'overlay sont similaires pour les deux méthodes de mesure et inférieures à 3 nm. Cela permet de comparer les paramètres modélisés entre les deux méthodes. Ces paramètres sont proches des paramètres induits par le scanner pour les deux méthodes, ce qui implique une bonne sensibilité à l'overlay.

La combinaison de la corrélation entre les deux méthodes de mesure et de l'analyse des termes modélisés permet de valider la justesse de la mesure par diffraction, qui est réalisée sur une mire de taille bien inférieure à celle de la mesure par imagerie : $100\ \mu\text{m}^2$ contre $900\ \mu\text{m}^2$.

3.7 La mesure de l'overlay après gravure

Grâce à la mesure de ce wafer à overlay induit, il a été possible de corrélérer les deux méthodes que sont les mesures par diffraction et par imagerie. Cependant, une première problématique de la mesure de l'overlay n'a pas été évoquée : celle du biais entre l'overlay mesuré après le développement de la résine et celui mesuré après gravure.

Dans une logique de contrôle du procédé, la mesure est toujours réalisée après le développement. En effet, à cette étape, il est possible de recommencer l'étape de photolithographie en retirant l'empilement sacrificiel composé de la résine, de la couche antiréflexive et de la couche carbonée planarisante.

Néanmoins, c'est l'overlay présent après l'étape de gravure qui peut limiter les performances des circuits fabriqués. Dans le cas des niveaux métalliques à double patterning, un overlay trop élevé va entraîner une différence de dimension pour les espaces entre les lignes de métal. Un espace trop réduit peut être alors la cause d'un dysfonctionnement sévère du circuit.

Par conséquent, il est crucial de vérifier que l'overlay mesuré après développement est bien celui qui se transfère par la gravure dans la structure métallique finale. Ainsi, la corrélation entre l'overlay après gravure et celui après développement est une étape importante dans la validation d'une méthode de mesure [63].

3.7.1 Mesure par imagerie de l'overlay après gravure

La méthode de mesure par imagerie permet de comparer directement les résultats après lithographie et après gravure puisque que la mire est composée de réseaux côte-à-côte. Ainsi, après gravure, les réseaux se retrouvent au même niveau mais il est possible de mesurer le décalage – et donc l'overlay – entre les deux structures.

Les figures 3.27 et 3.28 permettent de comparer l'overlay mesuré en X et en Y après lithographie et après gravure sur l'ensemble du wafer. Il est visible que la gravure de la structure mesurée ne modifie pas les résultats comme l'indiquent les régressions linéaires tracées pour chaque figure.

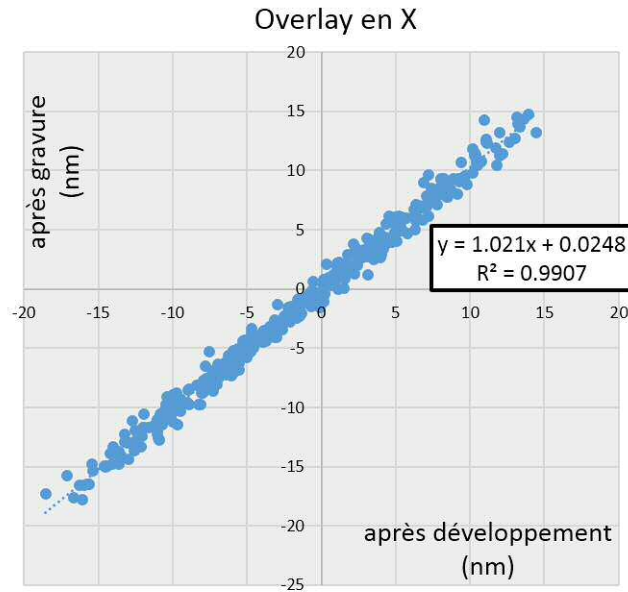


FIGURE 3.27 – Corrélation des mesures par imagerie après développement et après gravure pour l'overlay induit en X

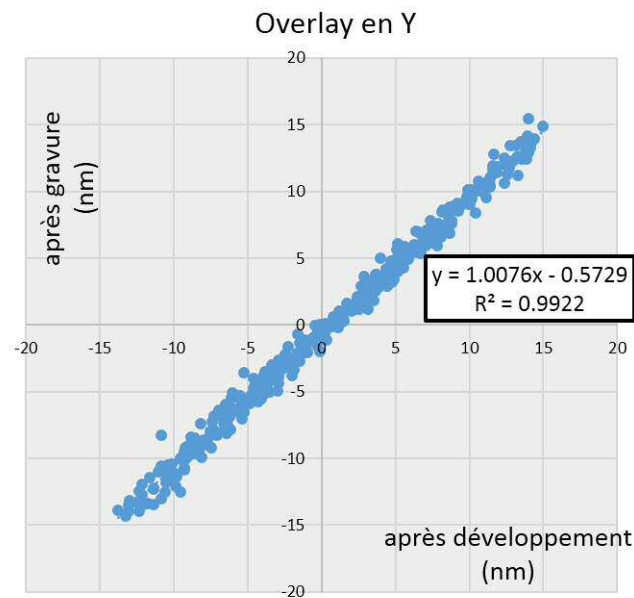


FIGURE 3.28 – Corrélation des mesures par imagerie après développement et après gravure pour l'overlay induit en Y

Par conséquent, la mire utilisée pour la méthode par imagerie – la mire AIM – s'avère robuste à la gravure. Les résultats de la mesure après lithographie sont donc bien représentatifs de l'overlay obtenu après gravure.

3.7.2 Mesure par diffraction de l'overlay après gravure

La mire qui a été sélectionnée pour la mesure par diffraction ne permet pas d'obtenir l'overlay après gravure. Effectivement, la mire est constituée de deux réseaux de tranchées empilés et les tranchées du réseau supérieur vont détruire le réseau inférieur lors de la gravure, comme l'illustre la figure 3.29.

Seul le réseau supérieur subsiste après gravure. L'overlay n'est donc plus mesurable. Cette mire est donc optimale pour la mesure après lithographie mais il est nécessaire d'opter pour une configuration différente pour la mesure après gravure.

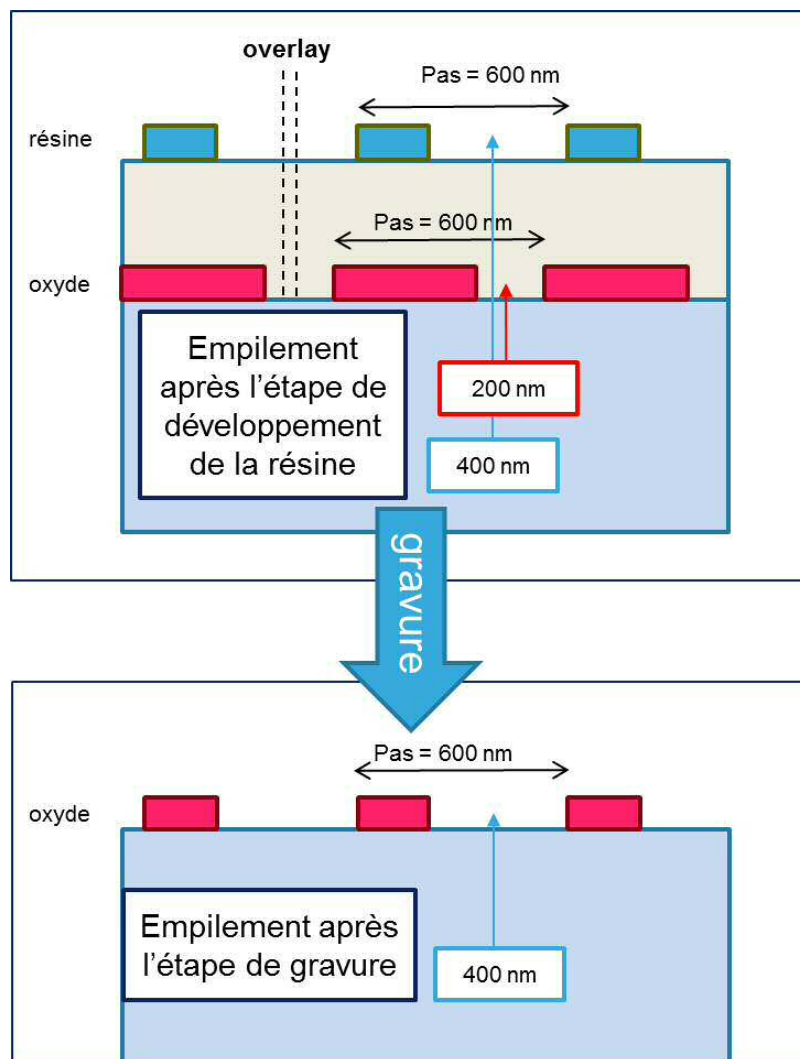


FIGURE 3.29 – Schéma de la mire sélectionnée pour la mesure après lithographie : l'overlay présent après l'étape de développement est détruit par la gravure

Dans le but de mesurer après gravure, j'avais conçu dans le même bloc de métrologie une mire de diffraction supplémentaire. Cette mire, dont la configuration peut être nommée "tranchée sur ligne", ne faisait pas partie des mires aux meilleures performances pour la mesure après lithographie à cause de sa faible sensibilité.

En effet, nous avons vu dans la partie 3.5.6 qu'un décalage entre les deux réseaux de la moitié de la période commune va induire une sensibilité très faible à l'overlay. Or, cette mire "tranchée sur ligne" correspond justement à cette configuration.

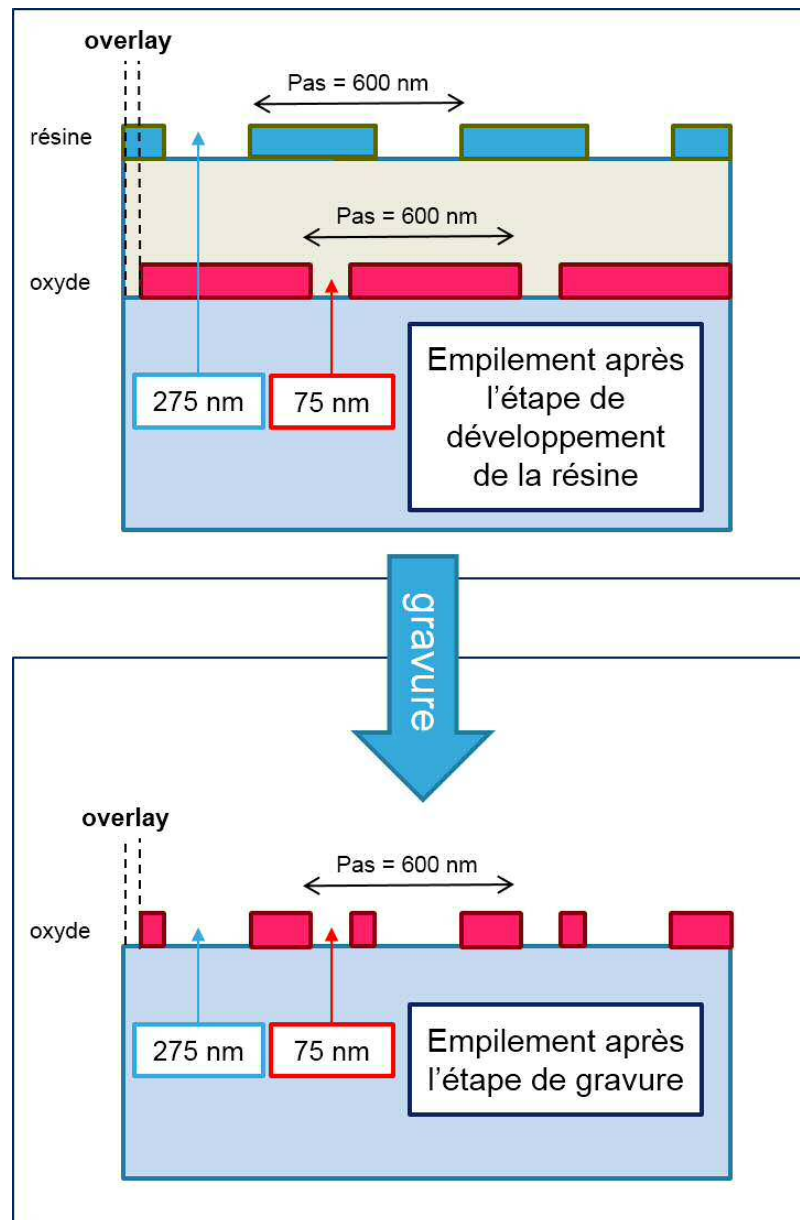


FIGURE 3.30 – Schéma de la mire utilisée pour la mesure après gravure : l'overlay présent après l'étape de développement reste visible après la gravure

Cependant, avec cette mire, l'asymétrie provoquée par l'overlay reste présente après gravure, comme l'illustre la figure 3.30.

J'ai donc mené une campagne de mesure de cette mire qui n'est éloignée que de quelques dizaines de microns de la mire sélectionnée pour la mesure après lithographie.

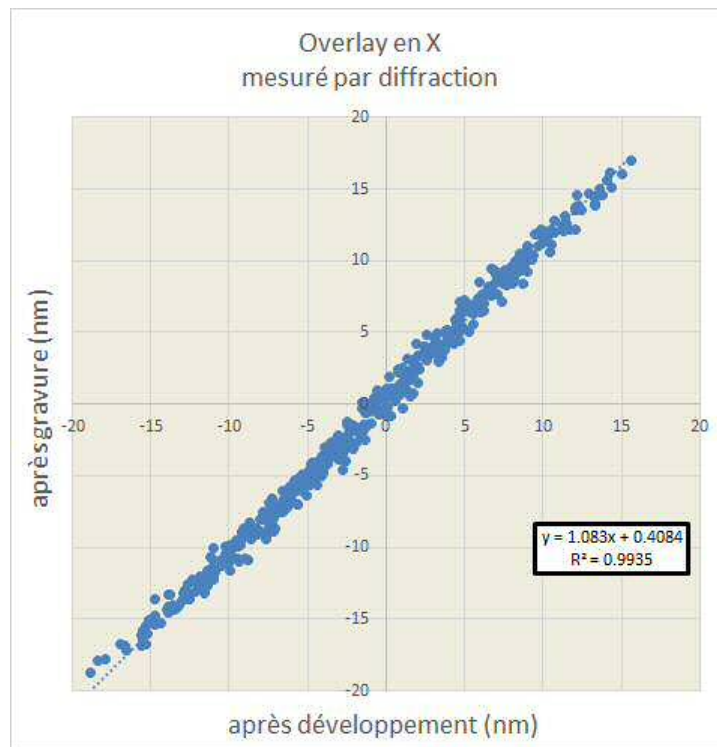


FIGURE 3.31 – Corrélation des mesures par diffraction après développement et après gravure pour l'overlay induit en X

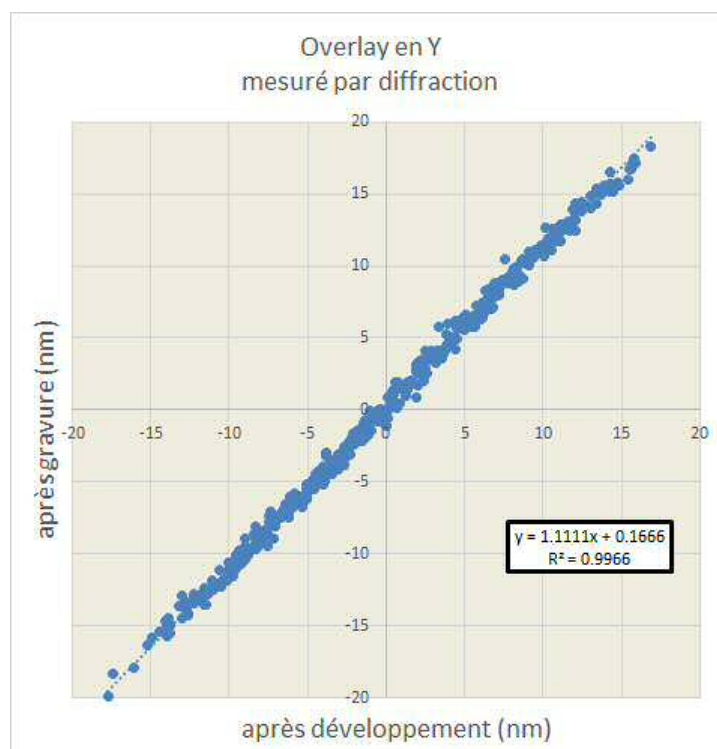


FIGURE 3.32 – Corrélation des mesures par diffraction après développement et après gravure pour l'overlay induit en Y

Les figures 3.31 et 3.32 condensent les résultats pour les deux directions X et Y.

On observe que les résultats après lithographie et après gravure sont très proches. Ainsi, la mire par diffraction utilisée pour la mesure après lithographie donne des résultats d'overlay qui ne sont pas modifiés par la gravure.

De plus, la mire "tranchée sur ligne" pourrait être utilisée épisodiquement pour faire un suivi du biais potentiellement introduit lors d'un changement du procédé de gravure.

3.7.3 Mesure de l'overlay par Microscopie Electronique à Balayage

Comme je l'ai évoqué dans le paragraphe 2.6.1 du chapitre 2, chaque lot est mesuré par MEB après la gravure LI1B. L'overlay en X entre LI1A et LI1B peut alors être mesuré dans une mire de réseaux verticaux entrelacés représentée dans la figure 3.33.

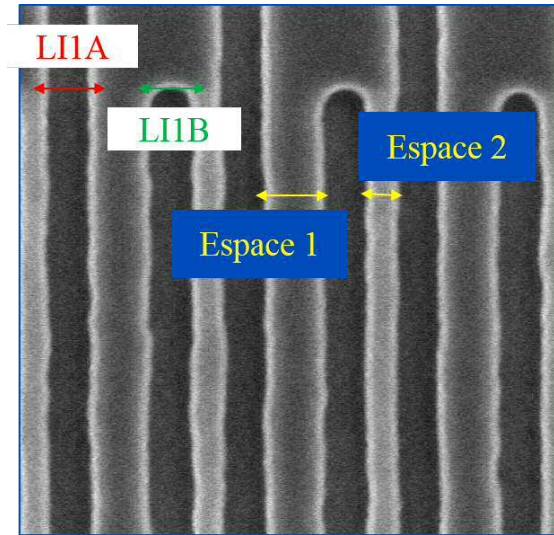


FIGURE 3.33 – Mesure des espaces après gravure en MEB

L'overlay en X peut être déduit à partir de la mesure des deux espaces par la relation 3.12.

$$\text{overlay}_X = \frac{\text{espace}_1 - \text{espace}_2}{2} \quad (3.12)$$

Une compilation des résultats de ces mesures MEB effectuées sur chaque lot et des valeurs d'overlay en X mesurées sur les mires de diffraction les plus proches a été réalisée.

Cela permet de corréler l'overlay mesuré après lithographie LI1B par la technique de diffraction à l'overlay mesuré par MEB après la gravure LI1B. Dans la figure 3.34, cette corrélation est tracée sur un très grand nombre de points.

Il faut noter que ce tracé est fait à partir de mesures sur des lots standards, c'est-à-dire sans overlay induit. Par conséquent, la gamme de variation d'overlay est réduite et ne permet pas d'obtenir une régression linéaire aussi nette que pour une étude sur des wafers à overlay induit. Cela explique la valeur du coefficient R^2 de 0.79.

Malgré tout, la comparaison entre les deux mesures montre que les deux techniques sont bien corrélées avec un coefficient de linéarité à 0.88 et un biais à -0.43 nm.

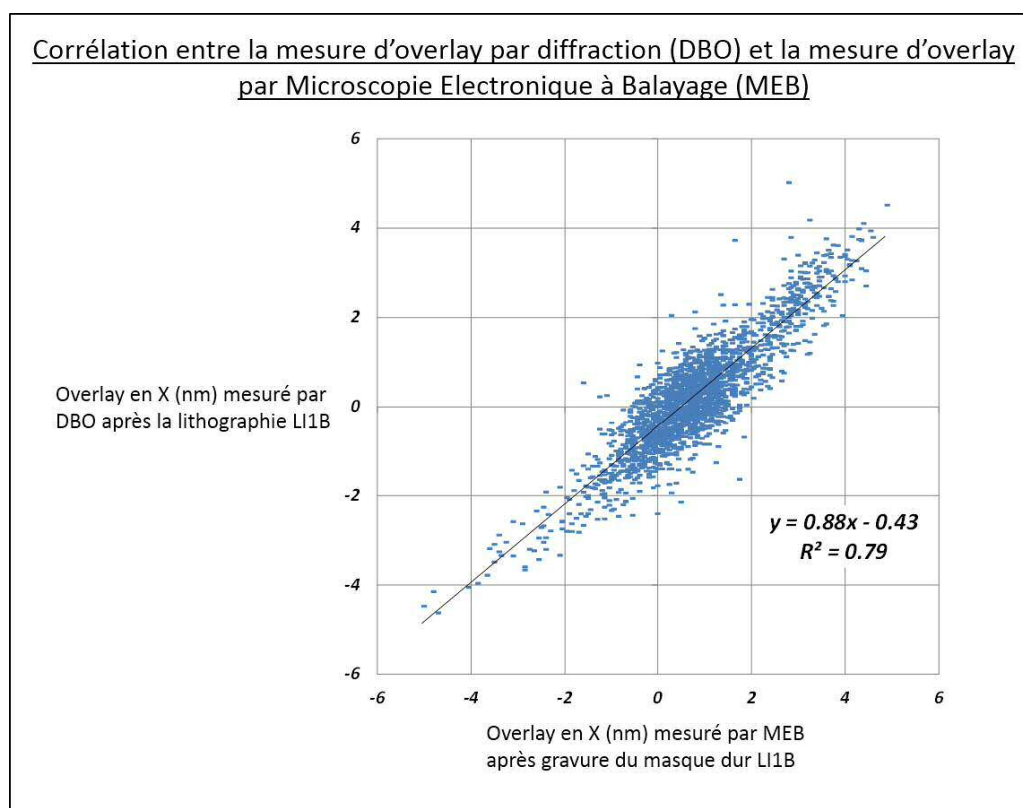


FIGURE 3.34 – Tracé de la mesure de l'overlay par diffraction après la lithographie LI1B en fonction de la mesure de l'overlay par MEB après la gravure LI1B

3.8 Amélioration de la précision de la mesure de l'overlay

L'un des objectifs de l'adoption de la méthode de mesure par diffraction était l'amélioration de la précision de mesure. A STMicroelectronics, une étude commune avec ASML a montré que la précision d'une mesure par diffraction sur les mires μDBO avec la YieldStar respectent les spécifications [64]. De fait, l'incertitude de mesure totale ou la TMU pour *Total Measurement Uncertainty*, qui prend en compte la moyenne du TIS, le TIS 3σ et la reproductibilité, est inférieure à 0.3 nm sur des wafers standards de la technologie 14 nm, y compris pour les niveaux à double patterning.

Une illustration de la précision est proposée dans la figure 3.35 où l'on peut voir les vecteurs correspondant au TIS sur l'ensemble des points mesurés d'un wafer standard du niveau à double patterning de la technologie 14 nm. Cette figure montre que la mesure d'overlay par diffraction avec les mires μDBO permet d'obtenir des vecteurs de TIS conformes aux spécifications.

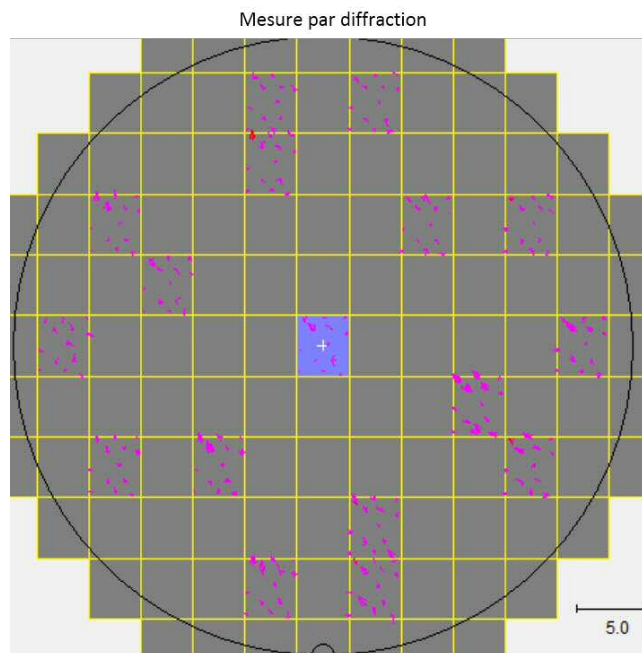


FIGURE 3.35 – Valeurs de TIS obtenues par la mesure par diffraction pour un lot standard

3.9 Conclusion

Dans le but d'améliorer la mesure de l'overlay pour le double patterning et d'atteindre une incertitude inférieure à 0.3 nm, la méthode de mesure par diffraction a été adoptée en raison du nombre de facteurs d'optimisation d'une recette.

Un code de simulation de la performance des mires d'overlay par diffraction a été écrit. La méthode de détermination de l'overlay à partir des intensités de diffraction des ordres +1 et -1 a ainsi été vérifiée par simulation.

La meilleure des mires disponibles sur les réticules a été identifiée, ainsi que les paramètres d'acquisition optimaux. Ces résultats de simulation ont été corrélés aux données expérimentales. La recette de mesure optimisée a ensuite été comparée avec succès à la recette de référence par imagerie sur un wafer à overlay induit.

De plus, la mesure de l'overlay après gravure par diffraction, par imagerie et par microscopie à balayage a confirmé que la mesure après lithographie est robuste à la gravure.

En définitive, la mesure de l'overlay du double patterning par diffraction a été implémentée en production avec la précision requise.

Développement de la scattérométrie pour le double patterning

Sommaire

4.1	Introduction	100
4.2	Caractérisation de l'ellipsomètre	101
4.2.1	Définition des paramètres instrumentaux	101
4.2.2	Vérification de l'angle d'incidence	101
4.2.3	Mesure de la dispersion angulaire et de la largeur spectrale	102
4.3	Détermination des indices optiques des matériaux	104
4.3.1	Principe de la mesure combinée par ellipsométrie et par réflectivité des rayons X	104
4.3.2	Cas particulier de la résine à développement négatif	106
4.4	Mesure des épaisseurs des matériaux de l'empilement du métal 1	111
4.4.1	Épaisseurs des matériaux après l'étape de dépôt du SiCN	111
4.4.2	Épaisseurs des matériaux après l'étape de dépôt du SiOC	112
4.5	Optimisation de la configuration expérimentale	114
4.5.1	Détermination d'un seuil de sensibilité	115
4.5.2	Sélection de l'angle azimutal d'acquisition des spectres	117
4.6	Mesure simultanée des dimensions critiques et de l'overlay	120
4.6.1	Optimisation de tous les paramètres de l'empilement	120
4.6.2	Résultats avec minimisation des corrélations croisées	122
4.7	Mesure du CD de l'oxyde après la gravure LI1A	123
4.8	Stratégie d'injection de données ou <i>data feed forward</i>	126
4.8.1	Principe	126
4.8.2	Sensibilité au CD de l'oxyde après la première gravure	127
4.8.3	Les limites de l'injection de données	127
4.9	Analyse multi-mires	127
4.9.1	Principe	127
4.9.2	Amélioration de la sensibilité au CD de l'oxyde	128
4.9.3	Mesure du CD de l'oxyde après la seconde lithographie	129

4.9.4	CD de l'oxyde : comparaison des résultats de mesure avant et après la seconde lithographie	130
4.9.5	Mesure du CD de la résine après la seconde lithographie	132
4.9.6	CD de la résine : comparaison à la mesure MEB sur l'ensemble de la plaque	133
4.9.7	Conclusion	134
4.10	Conception d'une mire optimisée pour l'overlay	135
4.10.1	Les limites de la mire à 128 nm de période confirmées par simulation	135
4.10.2	Amélioration de la sensibilité à l'overlay par simulation : vers une mire à période de 300 nm	139
4.11	Conclusion	142

4.1 Introduction

Dans le chapitre 3, la mise en place de la mesure d'overlay pour le double patterning a été décrite, de la sélection de la meilleure technique à la vérification de la justesse de mesure.

Nous avons vu, dans le paragraphe 2.6.2 du chapitre 2, que la scattérométrie est une technique de mesure qui peut permettre de mesurer les espaces entre les tranchées LI1A et LI1B du double patterning, avant la seconde gravure. Pour cela, il est nécessaire de mesurer l'overlay entre LI1B et LI1A après la seconde lithographie.

Une étude de 2014 a montré que la scattérométrie est capable de mesurer un overlay entre deux réseaux du même niveau créés par un procédé double patterning pour la technologie FinFET [65]. Or, dans notre cas, l'intérêt est de mesurer l'overlay entre un réseau superficiel et un réseau gravé dans une couche inférieure.

Une autre étude proposait en 2009 d'utiliser la scattérométrie pour mesurer simultanément le CD de deux réseaux obtenus par double patterning ainsi que l'overlay [66]. Cependant, là aussi, la mesure était effectuée après la seconde gravure, empêchant alors de corriger la seconde lithographie.

D'autres travaux publiés en 2014 avaient pour objectif la mesure via scattérométrie de l'overlay d'un réseau de résine sur un réseau gravé dans le cas du double patterning [67]. Les auteurs se sont alors confrontés à une trop faible sensibilité des spectres à l'overlay et ont proposé de modifier la nature des matériaux de l'empilement afin d'améliorer cette sensibilité.

C'est donc un véritable défi de mesurer sur une mire de scattérométrie, à la fois le CD du réseau de résine, le CD du réseau gravé et l'overlay entre les deux réseaux.

Mais avant de pouvoir s'attaquer à cette mesure, plusieurs étapes préliminaires sont indispensables. Parmi ces étapes, la première est la caractérisation des paramètres instrumentaux de l'ellipsomètre à compensateur rotatif utilisé. Ensuite, tous les indices optiques des matériaux de l'empilement de la mire de mesure du double patterning doivent être déterminés.

Comme la mire du métal à double patterning est constituée de nombreuses couches de matériaux, il est nécessaire de mesurer leurs épaisseurs avant la mesure de l'overlay et des dimensions critiques du double patterning. En effet, une optimisation des épaisseurs de tous les matériaux à l'étape de lithographie LI1B du métal 1 n'est pas possible à cause du grand nombre d'inconnues à déterminer lors de la reconstruction de l'empilement.

Deux autres étapes préliminaires sont requises. La première est l'optimisation de l'angle azimutal du faisceau incident sur la mire via une étude de sensibilité. La seconde vise à minimiser la corrélation entre les paramètres à optimiser qui est une question récurrente des méthodes de mesure à résolution de problème inverse.

Finalement, les mesures des paramètres d'intérêt du double patterning sont réalisées et comparées à des mesures par MEB.

La dernière partie traite de la conception d'une mire de scattérométrie qui permettrait d'améliorer la sensibilité à l'overlay de façon significative.

4.2 Caractérisation de l'ellipsomètre

4.2.1 Définition des paramètres instrumentaux

Lors de la création d'un modèle ellipsométrique, il faut considérer les paramètres instrumentaux de la mesure. Le paramètre principal est l'angle d'incidence du système ellipsométrique car il a une répercussion directe sur les spectres. Il doit être calibré de façon rigoureuse avant la mesure. Cependant, il est intéressant de vérifier sa valeur après la calibration pour consolider le modèle à créer.

Deux autres paramètres instrumentaux peuvent être entrés dans le modèle avant l'optimisation des spectres. Il s'agit de la dispersion angulaire et de la largeur spectrale. La dispersion angulaire est reliée à l'ouverture numérique du système optique qui fait converger le faisceau incident sur la mire de mesure avec un spot dont le diamètre est d'environ 30 microns. En toute rigueur, ce n'est pas un angle incident unique qu'il faut considérer mais une gamme d'angles incidents. C'est pourquoi il est possible de modéliser la dispersion angulaire dans le processus d'optimisation des spectres. La largeur spectrale correspond, quant à elle, à la gamme des longueurs d'onde convergeant sur un pixel du capteur.

4.2.2 Vérification de l'angle d'incidence

Afin de vérifier la valeur de l'angle d'incidence, des spectres expérimentaux doivent être optimisés par un modèle qui va faire varier l'angle. Afin de ne pas se préoccuper de la corrélation entre l'angle d'incidence et les deux autres paramètres instrumentaux, la sensibilité spectrale à ces deux derniers paramètres doit être minimale.

Disposant d'une plaque d'un dépôt très fin d'oxyde sur silicium, j'ai réalisé une mesure d'ellipsométrie. L'optimisation d'un modèle constitué d'un oxyde natif sur silicium surmonté d'une couche d'oxyde thermique permet de déterminer l'angle d'incidence, qui est bien de 65.0° , avec une précision de 0.1° .

La sensibilité étant inversement proportionnelle à la précision, les résultats d'optimisation, regroupés dans le tableau 4.1, mettent en évidence la très faible sensibilité aux deux autres paramètres instrumentaux que sont la largeur spectrale et la dispersion angulaire. En effet, leurs précisions 3σ sont respectivement de 227 nm et de 1150° . De plus, les spectres modélisés correspondent très bien aux spectres expérimentaux, comme le montre la figure 4.1.

Angle d'incidence (°)	65.0 ± 0.1
Largeur spectrale (nm)	0 ± 227
Dispersion angulaire (°)	0 ± 1150
Épaisseur de l'oxyde natif (nm)	0.9 ± 0.08
Épaisseur de l'oxyde thermique (nm)	2 ± 0.09

TABLEAU 4.1 – Valeurs mesurées et précisions des paramètres du modèle visant à déterminer l'angle d'incidence

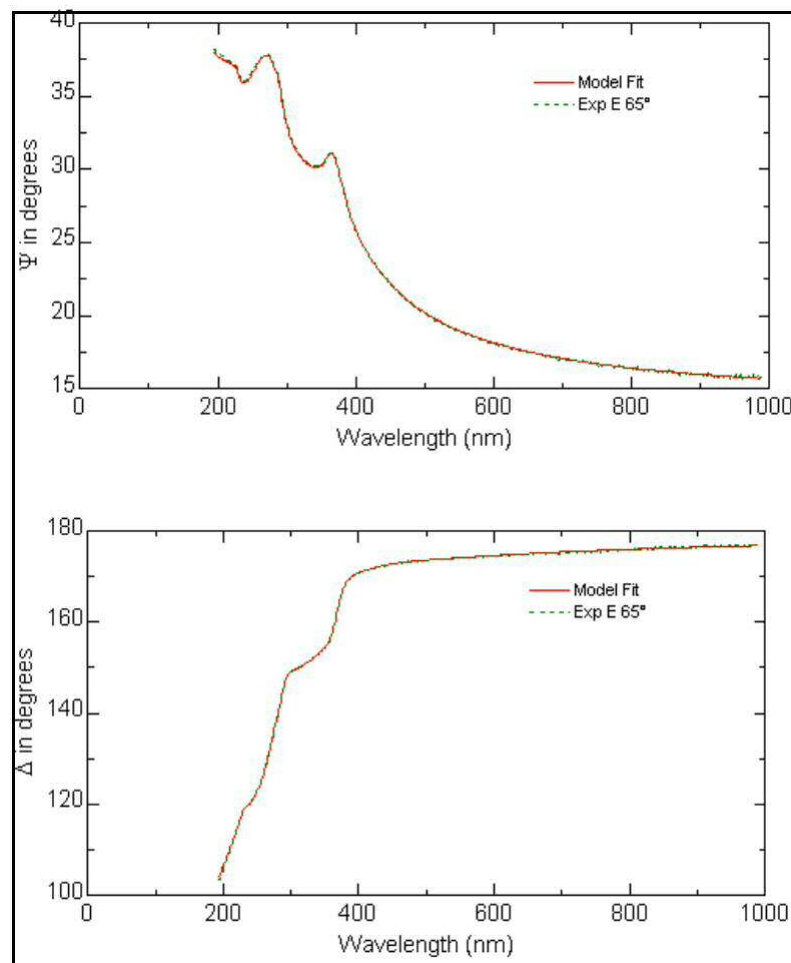


FIGURE 4.1 – Spectres modélisés et expérimentaux de l'empilement permettant de déterminer l'angle d'incidence de l'ellipsomètre

4.2.3 Mesure de la dispersion angulaire et de la largeur spectrale

La vérification de la valeur de l'angle d'incidence étant réalisée, les deux autres paramètres instrumentaux peuvent être déterminés grâce à un modèle dans lequel l'angle d'incidence peut être fixé à la valeur de 65° .

Dans ce but, nous disposons de deux plaques sur lesquelles un dépôt d'oxyde thermique a été réalisé à deux valeurs nominales distinctes : 20 nm et 600 nm. Deux modèles distincts peuvent donc être optimisés.

Une optimisation de chaque modèle a été effectuée séparément. Cependant, les valeurs trouvées pour les deux paramètres n'ont pas pu être retenues en raison d'un fort coefficient de corrélation valant 0.945.

Afin de réduire la corrélation entre les deux paramètres, une optimisation simultanée sur les deux modèles a été réalisée en couplant la valeur pour chaque paramètre. Grâce à cette stratégie, la corrélation est réduite à 0.755, ce qui permet de valider les résultats du tableau 4.2. La largeur spectrale mesurée est nulle, tandis que la mesure donne une dispersion angulaire de 4.5° .

Largeur spectrale (nm)	0.0 ± 0.3
Dispersion angulaire ($^\circ$)	4.5 ± 0.5
Épaisseur de l'oxyde thermique du modèle 1 (nm)	615.2 ± 0.1
Épaisseur de l'oxyde thermique du modèle 2 (nm)	19.9 ± 0.1

TABLEAU 4.2 – Valeurs mesurées et précisions de la largeur spectrale et de la dispersion angulaire de l'ellipsomètre, ainsi que des épaisseurs d'oxyde des deux modèles couplés

La qualité de l'optimisation est illustrée dans la figure 4.2 où les spectres modélisés et les spectres expérimentaux sont représentés en rouge et en vert.

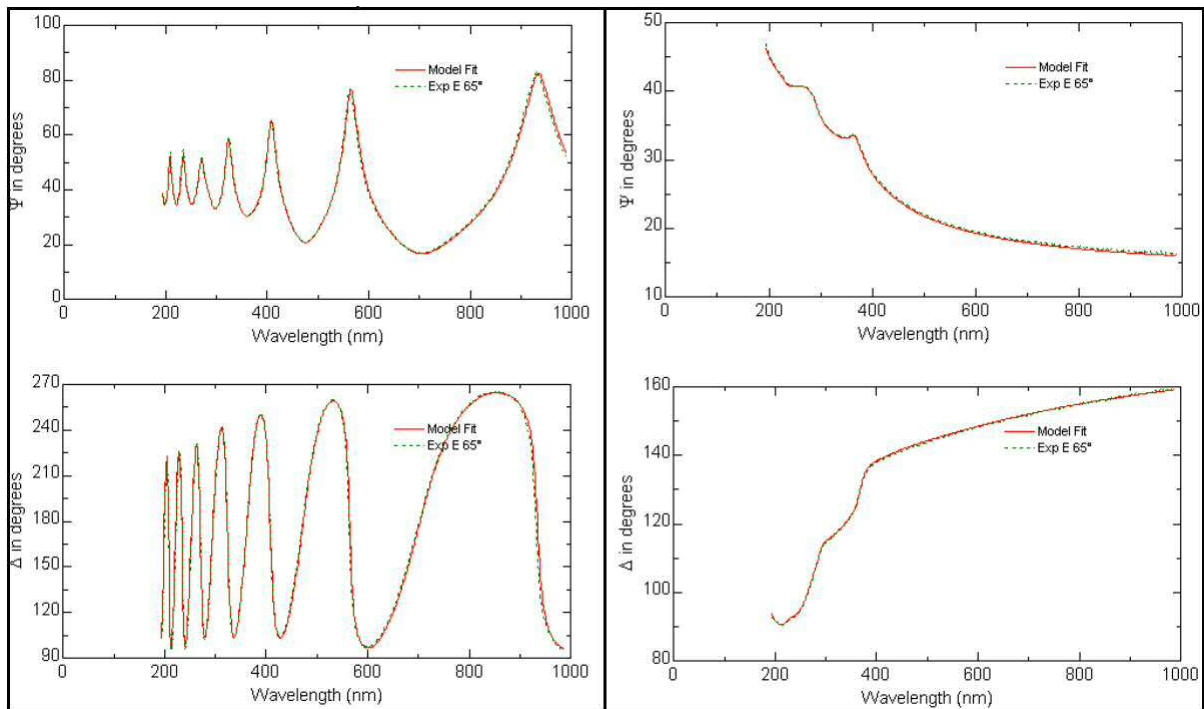


FIGURE 4.2 – Spectres modélisés et expérimentaux des deux empilements permettant de déterminer la largeur spectrale et la dispersion angulaire par une optimisation couplée (à gauche le modèle 1, à droite le modèle 2)

Lors de l'optimisation des spectres acquis par cet ellipsomètre, les valeurs trouvées pour les trois paramètres spectraux seront à entrer dans le logiciel de modélisation de l'équipement afin de prendre en compte notamment la dispersion angulaire de 4.5° . Notons que les deux autres paramètres instrumentaux ont été mesurés à leurs valeurs idéales : largeur spectrale nulle et angle d'incidence à 65° .

4.3 Détermination des indices optiques des matériaux

4.3.1 Principe de la mesure combinée par ellipsométrie et par réflectivité des rayons X

Chaque matériau de l'empilement étudié doit être caractérisé dans l'intervalle spectral de l'optimisation. Cette caractérisation doit être menée avant la procédure de reconstruction de l'empilement. Les indices optiques sont alors déterminés en optimisant une loi de dispersion adaptée pour chaque matériau.

La mesure par réflectivité des rayons X – mesure XRR – permet de fixer l'épaisseur dans le modèle optique de la mesure d'ellipsométrie réalisée conjointement sur la même zone du wafer [68].

Pour chaque caractérisation, trois dépôts du matériau ont été réalisés sur substrat de silicium avec trois épaisseurs distinctes. Ces trois plaques à dépôt unique sont alors mesurées par réflectivité des rayons X afin de déduire les épaisseurs des dépôts. Le signal réfléchi par l'échantillon est collecté par un capteur qui va produire un signal en fonction de l'intensité et de l'angle de réflexion. Ce signal est alors modélisé, ce qui permet la mesure de l'épaisseur, de la densité et de la rugosité des matériaux composant l'échantillon [69].

Ensuite, des mesures ellipsométriques ont été effectuées sur ces mêmes plaques dans le but d'obtenir les indices optiques. Les spectres expérimentaux sont comparés à ceux issus de trois modèles d'empilement de matériaux dont les épaisseurs sont fixées aux valeurs trouvées précédemment par mesure XRR.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, l'ellipsométrie, en mesurant Ψ et Δ , permet de remonter aux coefficients de réflexion R_p et R_s .

Il est intéressant de mesurer les indices optiques sur une couche unique sur substrat, car les coefficients R_p et R_s s'écrivent selon l'équation 4.1 dans laquelle R peut être remplacé par R_p ou R_s . Notons qu'un empilement à plusieurs couches nécessiterait une approche plus complexe reposant sur des produits matriciels [70].

$$R = \frac{\tilde{r}_{01} + \tilde{r}_{12} e^{-i2\beta}}{1 + \tilde{r}_{01} \tilde{r}_{12} e^{-i2\beta}} \quad (4.1)$$

Les coefficients de Fresnel \tilde{r}_{01} , pour le passage du superstrat à la couche à caractériser, et \tilde{r}_{12} , pour le passage de cette couche au substrat, sont différents selon la polarisation p ou s considérée. Ces coefficients sont des fonctions des indices optiques complexes de l'empilement et de l'angle d'incidence.

La variable β s'exprime selon l'équation 4.2 et est fonction de l'indice optique complexe $\tilde{n}_1 = n - ik$ que l'on cherche à mesurer, de l'angle d'incidence θ_0 , de la longueur d'onde λ , de l'indice du superstrat n_0 et de l'épaisseur d .

$$\beta = 2\pi \frac{d}{\lambda} \sqrt{\tilde{n}_1^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_0} \quad (4.2)$$

Ainsi, lors du processus d'optimisation des spectres Ψ et Δ , les indices optiques n et k vont être corrélés à l'épaisseur d . Fixer l'épaisseur en amont par la mesure XRR permet de décorréler les indices de l'épaisseur.

Pour déterminer les indices optiques, il est nécessaire d'utiliser une modélisation. Ces modèles ou lois de dispersion doivent être choisis en fonction de la nature des matériaux. Des matériaux peu absorbants peuvent être modélisés par une loi de type Cauchy. Pour

les matériaux possédant des pics d'absorption, il convient mieux d'utiliser des modèles à oscillateurs harmoniques.

Pour chaque matériau, les paramètres de la loi de dispersion sont optimisés de façon commune et simultanée pour les trois modèles. La figure 4.3 illustre la procédure : la mesure XRR est d'abord réalisée sur les trois wafers dont les épaisseurs sont de 90%, 100% et 110% de l'épaisseur nominale théoriquement déposée. Ces mesures XRR permettent de déterminer l'épaisseur effective des couches du matériau que l'on veut caractériser. Puis la mesure d'ellipsométrie est effectuée afin de déterminer les indices optiques du matériau en fixant les épaisseurs aux valeurs trouvées par la mesure XRR.

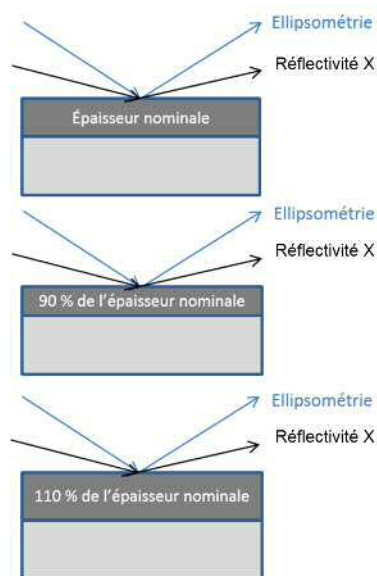


FIGURE 4.3 – Mesures ellipsométriques et XRR sur trois plaques ayant chacune des dépôts à épaisseurs distinctes

Cette méthode d'analyse est décrite dans plusieurs travaux publiés visant à réduire la corrélation existant entre les indices optiques et l'épaisseur d'une couche de matériau [71] [72].

L'hypothèse sous-jacente est que les indices optiques sont identiques pour les trois modèles, ce qui est réaliste car les conditions de dépôt sont très proches puisque les épaisseurs ne diffèrent que de 10%.

Fixer les épaisseurs et coupler les lois de dispersion va alors contribuer à minimiser les corrélations entre les paramètres et donc induire une détermination plus fiable des indices optiques.

La figure 4.4 illustre la méthodologie adoptée pour caractériser les indices optiques du matériau SiCN présent dans l'empilement de la mire de scattérométrie. La mesure XRR est représentée en haut à gauche de la figure. Les spectres expérimentaux sont modélisés par une couche de 25 nanomètres d'un matériau à densité donnée sur un substrat de silicium. La densité est déterminée à partir de l'angle critique qui est l'angle en abscisse pour lequel les oscillations démarrent. L'épaisseur est déduite de la période des oscillations. Il est aussi possible de quantifier la rugosité de l'échantillon en modélisant la perturbation des oscillations en fin de spectre. Cependant, la rugosité est négligée dans l'étude présente, l'objectif étant la mesure de l'épaisseur.

Une fois l'épaisseur trouvée par la mesure de réflectivité X, le même échantillon est mesuré par ellipsométrie. Les spectres Ψ et Δ sont représentés à droite de la figure. Ces

spectres sont optimisés simultanément avec deux autres couples de spectres obtenus par une mesure ellipsométrique sur les deux autres échantillons du matériau. Ceux-ci ont aussi été mesurés par réflectivité X pour fixer leurs épaisseurs en amont de l'optimisation des trois couples des spectres Ψ et Δ .

Faire une optimisation simultanée a un avantage essentiel : multiplier les données expérimentales disponibles. De plus, coupler les lois de dispersion permet de réduire le nombre d'inconnues. En définitive, les corrélations entre les paramètres que l'on cherche à optimiser sont fortement réduites. Cela a pour conséquence de diminuer le nombre de solutions numériques lors de l'optimisation, et donc de se rapprocher de la solution physique.

Les indices déduits par l'optimisation sont tracés dans le coin bas gauche de la figure. Dans le cas du matériau SiCN illustré, le modèle de dispersion utilisé est un modèle à oscillateur de Lorentz.

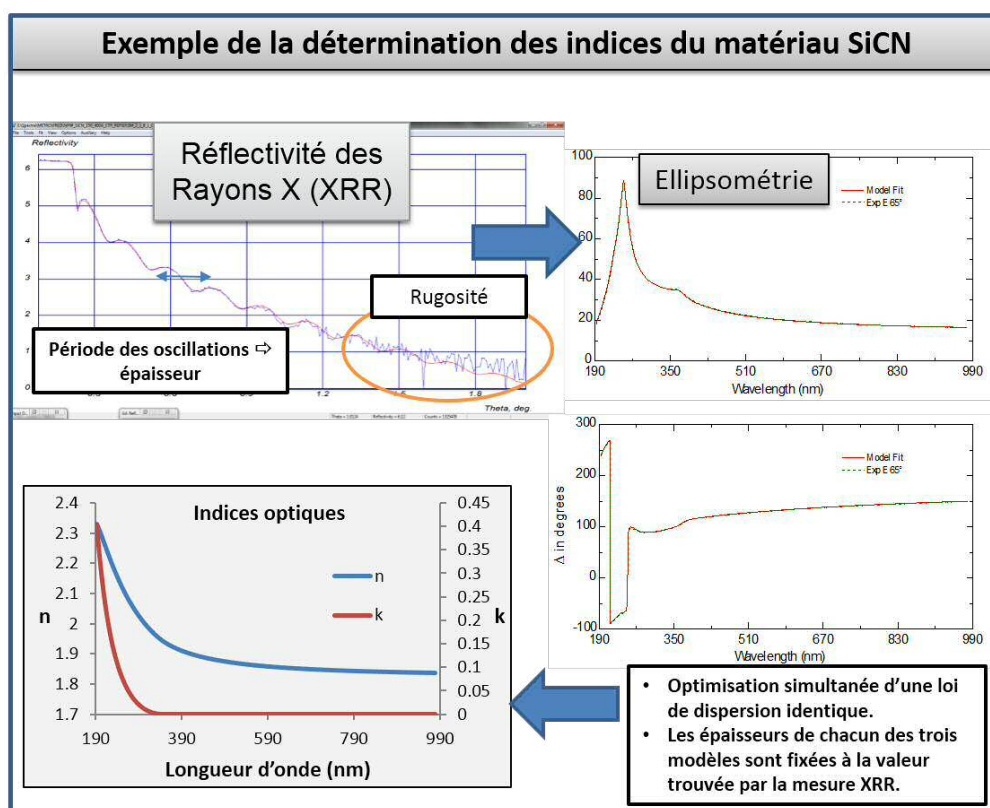


FIGURE 4.4 – Méthodologie de la détermination des indices optiques des matériaux de l'empilement de la mire de scattérométrie : exemple du SiCN

4.3.2 Cas particulier de la résine à développement négatif

Problématique

Dans un premier temps, les indices de la résine ont été déterminés en suivant le protocole décrit ci-dessus par des mesures réalisées sur un dépôt de résine sur silicium. Or, la résine restante après développement a été exposée par le scanner et a subi des modifications chimiques. Il est donc essentiel de quantifier l'impact de ces modifications sur les indices optiques de la résine puisqu'il s'agit d'une résine à développement négatif.

Impact du procédé de lithographie sur les indices optiques de la résine

Un empilement de trois couches – résine sur couche antiréfléctive et couche de carbone amorphe – déposées sur silicium a été exposé puis développé selon une FEM qui est l'acronyme de *Focus Exposure Matrix*. Cette matrice d'exposition et de focus est obtenue en faisant varier simultanément la focalisation et la dose afin d'évaluer la profondeur de champ et la latitude d'exposition du procédé. Les courbes de Bössung permettent de représenter

doses d'exposition [73]. On peut déduire de ces courbes la fenêtre de procédé ou *process window* qui est la plage de focalisation pour laquelle les dimensions critiques obtenues respectent les spécifications. Dans le contexte de la métrologie, il est intéressant de mesurer une FEM car on dispose d'une gamme de variation importante des dimensions critiques, ce qui facilite une étude de corrélation entre la scattérométrie et le MEB.

Dans un bloc spécifique de métrologie, se trouve un réseau à 128 nm de période, jouxtant une couche uniforme de résine exposée. Les indices de la résine ont été optimisés à partir du modèle de dispersion initial par une mesure ellipsométrique sur cette zone plane.

Dans la figure 4.5 est tracée la courbe de dispersion des indices N et K de la résine et il est visible que les indices sont modifiés par l'exposition et le développement.

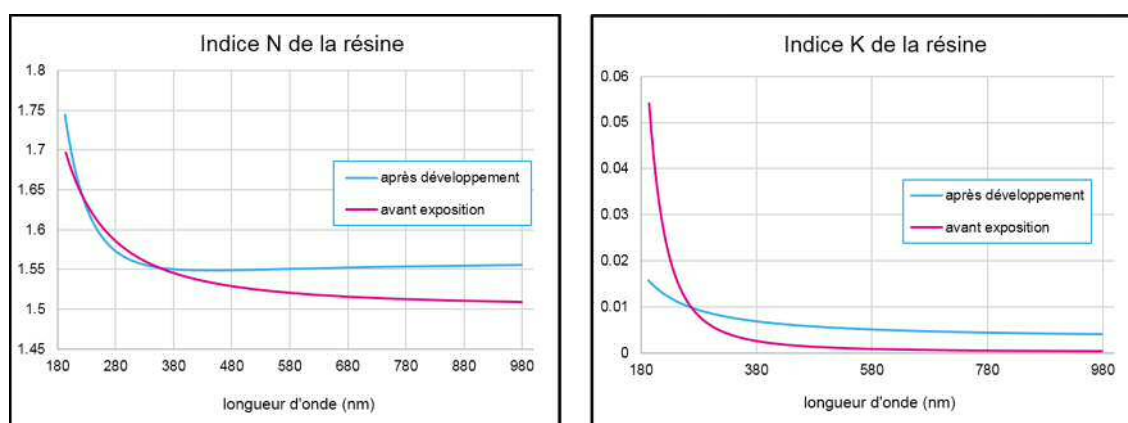


FIGURE 4.5 – Modification des indices optiques de la résine par l'exposition et le développement

Ce sont donc les indices caractérisés après développement qui doivent être utilisés. On peut alors se demander quel est l'impact sur les résultats de mesure des dimensions critiques par scattérométrie. Le prochain paragraphe est dédié à l'évaluation de l'incidence de cette nouvelle caractérisation sur les résultats de mesure de la FEM.

Validation de la caractérisation des indices optiques

Afin de valider la caractérisation optique de la résine, les spectres ellipsométriques N, S et C ont été acquis sur une mire par champ, pour tous les champs de la plaque. Ensuite, ces mêmes mires ont été mesurées par MEB.

Les spectres ont été modélisés par l'empilement résine, couche antireflet et couche de carbone amorphe sur substrat de silicium. L'épaisseur de la couche antireflet – couche nommée SiARC – a été fixée à l'épaisseur nominale de dépôt, soit 35 nm, en raison d'une corrélation trop importante entre les épaisseurs de cette couche et de la résine.

L'épaisseur du carbone amorphe, que l'on nomme le SOC, la hauteur du réseau de résine, son BCD – *Bottom CD* ou CD à la base du motif – ainsi que la pente du motif – le *sidewall angle* ou SWA – ont été optimisés pour chaque mire.

Le schéma de la figure 4.6 représente le motif trapézoïdal que l'on considère généralement pour modéliser une ligne de résine : y apparaissent notamment le SWA et le BCD.

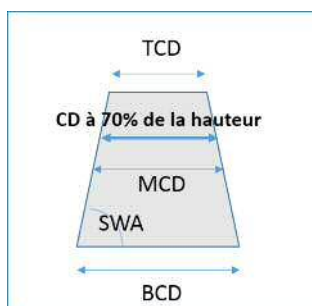


FIGURE 4.6 – Représentation trapézoïdale d'une ligne de résine

Le SWA et le BCD de la résine sont fortement corrélés mais, comme la plaque mesurée est une FEM, aucun des deux paramètres ne peut être fixé. En effet, lors de la réalisation d'une FEM, la dose d'exposition et le focus varient volontairement de façon indépendante pour chaque champ insolé. Le CD et le SWA de la résine sont alors liés à la dose et au focus. Ils peuvent donc varier tous les deux en fonction du champ mesuré.

Pour évaluer l'impact de la caractérisation optique de la résine, une corrélation a été tracée entre les mesures MEB et le CD à mi-hauteur optimisé par scattérométrie. Les graphes pour les indices de la résine avant ou après développement – figures 4.7 et 4.8 – montrent une amélioration de la pente et du coefficient de corrélation R^2 en utilisant les indices de la résine caractérisée après développement. En revanche, l'ordonnée à l'origine de la régression linéaire indique qu'un biais de plus de 4 nm est présent pour les deux graphes.

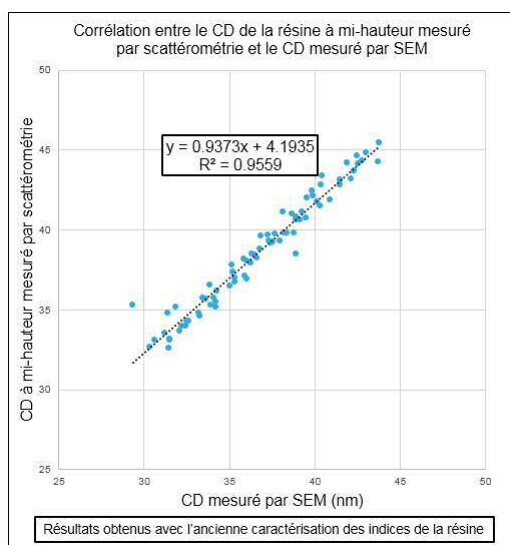


FIGURE 4.7 – MCD du réseau de résine : mesures par MEB et scattérométrie en utilisant la caractérisation avant développement

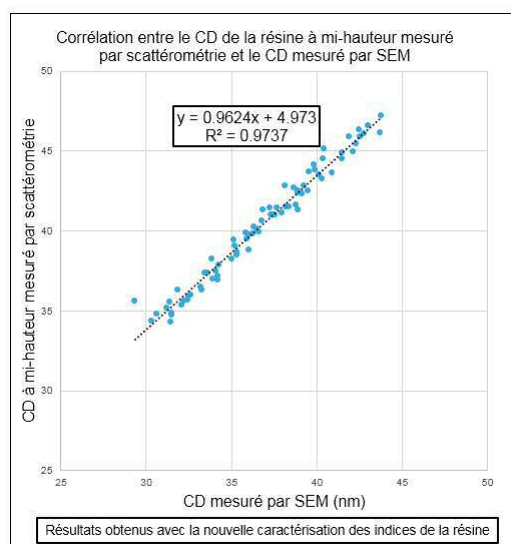


FIGURE 4.8 – MCD du réseau de résine : mesures par MEB et scattérométrie en utilisant la caractérisation après développement

Pour tenter de réduire ce biais entre les résultats du MEB et de scattérométrie, la corrélation a été tracée en considérant le CD non plus à mi-hauteur mais à 70% de cette hauteur.

Les résultats sont tracés dans les figures 4.9 et 4.10, et l'on remarque une nette diminution du biais pour les deux caractérisations. En outre, les résultats pour la caractérisation effectuée après développement de la résine sont bien plus proches des mesures MEB puisque le biais est inférieur à 1 nm avec une pente supérieure à 0.99 tout en ayant un R^2 proche de 0.95.

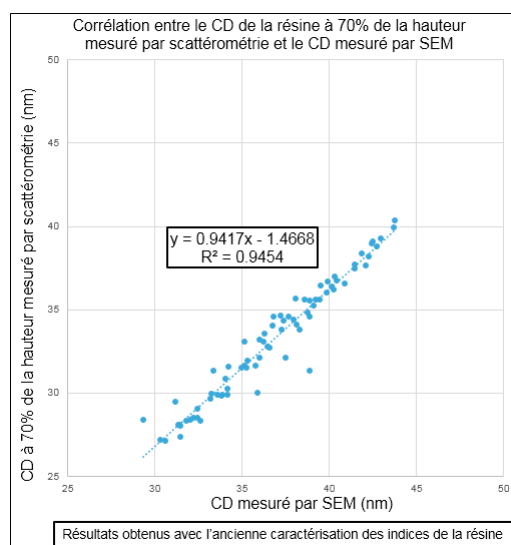


FIGURE 4.9 – CD à 70% de la hauteur du réseau de résine : mesures par MEB et scattérométrie en utilisant la caractérisation avant développement

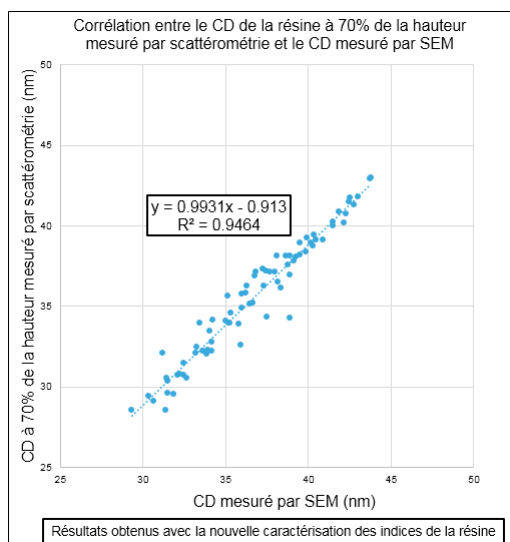


FIGURE 4.10 – CD à 70% de la hauteur du réseau de résine : mesures par MEB et scattérométrie en utilisant la caractérisation après développement

Deux conclusions peuvent être tirées de ces résultats. Ainsi, les indices optiques de la résine sont bien modifiés par l'insolation et le développement. De plus, les résultats de CD qui correspondent le mieux aux mesures de MEB sont à 70% de la hauteur du motif de résine.

4.4 Mesure des épaisseurs des matériaux de l'empilement du métal 1

Les indices optiques des matériaux ont été caractérisés sur l'intervalle spectral allant de 190 nm à 980 nm qui correspond aux longueurs d'onde utilisées dans le processus de scattérométrie.

Cependant, avant de chercher à optimiser un modèle optique de l'empilement complet de la mire à l'étape de lithographie du niveau métallique, il faut déterminer les épaisseurs des premiers matériaux déposés.

En effet, le logiciel de traitement des spectres – NanoDiffract – ne peut faire varier qu'une douzaine de paramètres géométriques de l'empilement lors de la phase d'optimisation pour éviter un temps de calcul qui deviendrait rédhibitoire. Il est donc indispensable de fixer les épaisseurs des premiers matériaux déposés, que l'on ne cherche d'ailleurs pas à mesurer dans notre cas. Mais comme ces matériaux interviennent dans la réponse optique de la mire, j'ai décidé de réaliser une mesure de scattérométrie intermédiaire dans le but de déterminer leurs épaisseurs.

4.4.1 Épaisseurs des matériaux après l'étape de dépôt du SiCN

La problématique est alors le choix de l'étape du procédé de fabrication après laquelle la mesure doit être réalisée. J'ai alors acquis, en premier lieu, les spectres après l'étape de dépôt du SiCN, puis j'ai optimisé les épaisseurs de chaque couche de l'empilement représenté dans la figure 4.11. Une illustration de la qualité de l'optimisation est donnée dans la figure 4.12. Le tracé vert correspond aux spectres des données expérimentales, tandis que le tracé rouge représente les données spectrales modélisées.

Il faut préciser que l'utilisation de l'ellipsométrie de Mueller est inutile dans ce cas car l'empilement ne contient que des couches uniformes. Les seuls éléments de Mueller exploitables seraient alors mm_{12} , mm_{33} et mm_{34} qui sont reliés directement aux paramètres N, S et C, comme cela est expliqué à la fin de la section 2.3.7 du chapitre 2.

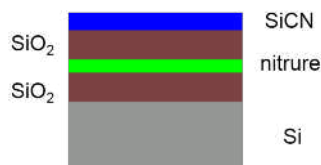


FIGURE 4.11 – Empilement de la mire après dépôt de SiCN

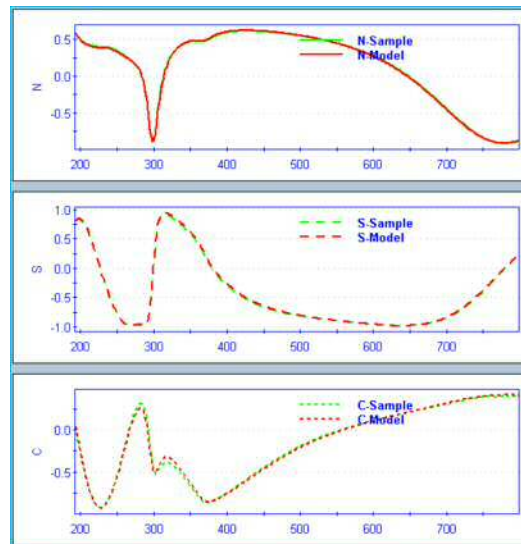


FIGURE 4.12 – Spectres de la mesure après dépôt de SiCN

Les résultats de l'optimisation des paramètres ellipsométriques N , S et C sont indiqués dans le tableau 4.3. La précision rapportée est satisfaisante puisque l'intervalle de confiance à 90% – correspondant à trois fois l'écart-type – est inférieur à 0.7 nm pour chaque épaisseur mesurée.

Matériaux	Épaisseurs (nm)	Précision 3σ (nm)
SiO ₂ n°1	40.2	0.5
Nitrure	18.7	0.3
SiO ₂ n°2	43.6	0.7
SiCN	29.5	0.3

TABLEAU 4.3 – Résultats de la mesure des épaisseurs de l'empilement après le dépôt de SiCN

Ainsi, les épaisseurs mesurées à cette étape semblent pouvoir être fixées dans le modèle optique de la mesure de scattérométrie du métal 1. Afin de vérifier les résultats, une mesure a été effectuée sur la même mire après le dépôt suivant, qui est un dépôt d'une couche de SiOC, un matériau à faible permittivité.

4.4.2 Épaisseurs des matériaux après l'étape de dépôt du SiOC

L'empilement des matériaux de la mire est représenté dans la figure 4.13. La superposition des spectres expérimentaux et modélisés est quasi-parfaite comme l'atteste la figure 4.14. Aucune corrélation croisée entre paramètres mesurés n'atteint le seuil de 0.9 et la précision de la mesure de chaque épaisseur est satisfaisante avec un intervalle de confiance à 90%, indiqué dans la tableau 4.4, et inférieur à 4% de la valeur mesurée.

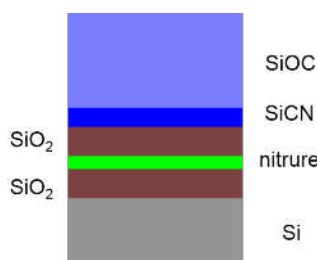


FIGURE 4.13 – Empilement de la mire après dépôt de SiOC

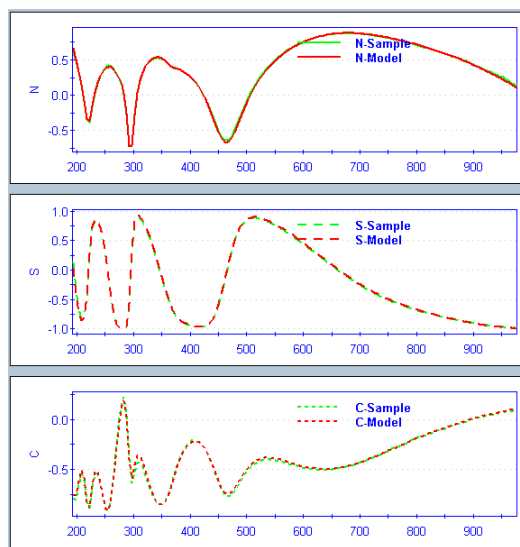


FIGURE 4.14 – Spectres de la mesure après dépôt de SiOC

Matériaux	Épaisseurs (nm)	Précision 3σ (nm)
SiO ₂ n°1	40.7	0.7
Nitrure	18.9	0.6
SiO ₂ n°2	43.4	1.1
SiCN	27.7	0.7
SiOC	139.8	0.5

TABLEAU 4.4 – Résultats de la mesure des épaisseurs de l'empilement après le dépôt de SiOC

Les épaisseurs des deux oxydes de silicium et du nitrure correspondent bien aux valeurs mesurées à l'étape précédente. En revanche, l'épaisseur du SiCN est mesurée à une valeur inférieure de près de 2 nm.

L'explication pourrait être que les épaisseurs de SiCN et SiOC seraient fortement corrélées. Ainsi, l'écart d'épaisseur serait un artefact de mesure. Néanmoins cette piste n'est pas étayée par le coefficient de corrélation entre les deux épaisseurs qui est inférieur à 0.9.

Cet écart peut être dû à une oxydation de la région superficielle du SiCN. Les indices optiques de cette région seraient alors proches de ceux du SiOC. L'épaisseur de SiOC mesurée serait donc supérieure à l'épaisseur déposée.

Une étude [74] a ainsi montré que si l'on applique sur une couche de SiCN un polissage au plasma à l'oxygène, ou *oxygen plasma ashing*, des liaisons Si – O₂ apparaissent à la surface du SiCN. Ce traitement est réalisé fréquemment pour éliminer les résidus de gravure et peut expliquer l'oxydation surfacique du SiCN.

Cette oxydation probable du SiCN semble se produire sur l'ensemble du wafer comme l'indiquent les cinquante-cinq mesures reportées dans le graphe de la figure 4.15.

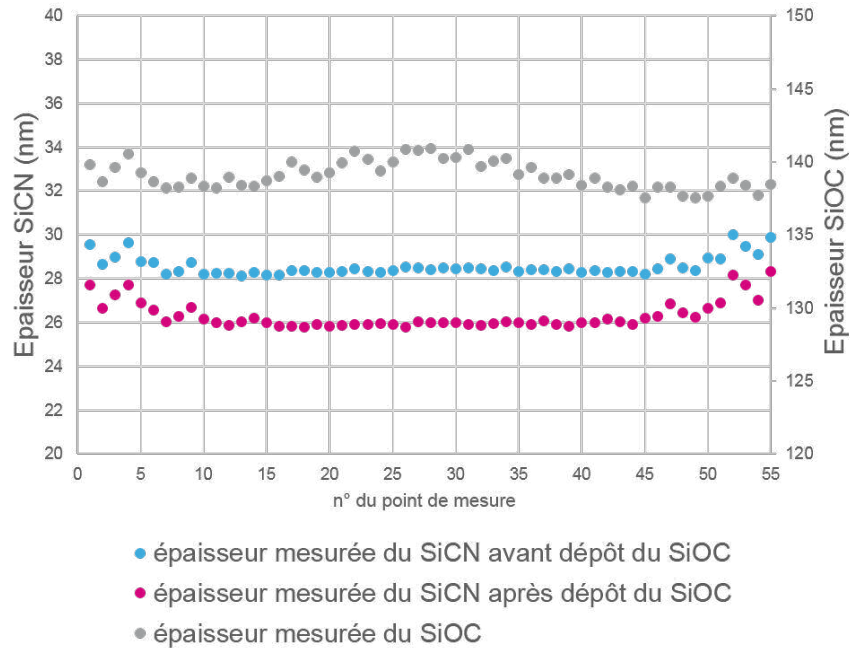


FIGURE 4.15 – Épaisseurs de SiCN et de SiOC mesurées sur 55 points d'un diamètre de la plaque

Il est donc important de bien choisir les étapes de mesure des épaisseurs pour que l'empilement du modèle de scattérométrie soit le plus proche possible de l'empilement réel de la mire.

4.5 Optimisation de la configuration expérimentale

Tous les indices optiques des matériaux ont été caractérisés. Leurs épaisseurs ont été mesurées jusqu'au dépôt de SiOC. Elles pourront donc être fixées dans le modèle de l'empilement à l'étape de lithographie LI1B.

Trois mires de scattérométrie sont disponibles, comme l'illustre la figure 4.16.

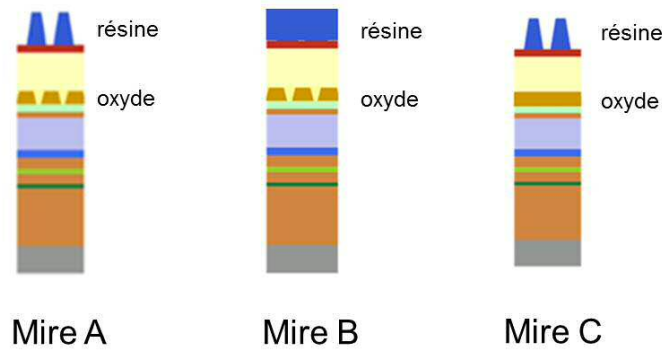


FIGURE 4.16 – Représentation des trois mires de scattérométrie disponibles pour le premier niveau métallique du 14 nm

La mire A est composée d'un réseau de tranchées à 128 nm de période gravées dans l'oxyde, sur lequel est superposé un réseau de tranchées à 128 nm de période défini dans la résine, décalé théoriquement de 64 nm. Ce décalage théorique permet donc de créer un réseau de tranchées dans l'oxyde à 64 nm de période. A ce décalage de 64 nm, il faut ajouter ou retrancher l'overlay entre les deux niveaux de masques LI1A et LI1B ayant créé respectivement le réseau dans l'oxyde et celui dans la résine.

Grâce à la mire A, on peut envisager la mesure simultanée du CD de l'oxyde, du CD de la résine et de l'overlay. Cette mesure faite à l'étape de la lithographie LI1B rendrait possible l'anticipation des dimensions des espaces avant la gravure LI1B.

Deux autres mires ont été placées à proximité de cette mire A. L'une d'elles comporte un réseau d'oxyde à 128 nm de période sur lequel la résine est restée sous forme de film en LI1B : c'est la mire B.

La mire C n'a pas été gravée à l'étape LI1A. En revanche, la lithographie LI1B a créé un réseau de tranchées à 128 nm de période dans la résine. Cette troisième mire est donc constituée d'un réseau de résine sur des couches uniformes de matériaux.

Pour optimiser la mesure de scattérométrie des trois paramètres géométriques d'intérêt, une étude de sensibilité a été menée. Le but est de maximiser la sensibilité spectrale à l'overlay, au CD de la résine et au CD de l'oxyde pour que la mesure puisse être la plus précise possible.

4.5.1 Détermination d'un seuil de sensibilité

La mire A a été étudiée car c'est celle qui pourrait permettre une mesure simultanée des trois paramètres d'intérêt. La première étape est de définir un seuil de sensibilité minimale relié à la précision requise pour les paramètres mesurés.

La sensibilité est définie pour une variation d'un nanomètre de l'overlay, du CD de la résine ou de l'oxyde. Pour un paramètre de Mueller mm_{ij} , sa sensibilité spectrale à l'overlay s'exprime par la relation 4.3.

$$S_{ij}^{OVL} = \frac{1}{B_{ij}} \times \left| \frac{\Delta mm_{ij}}{\Delta OVL} \right| \quad (4.3)$$

B_{ij} est le bruit de mesure du paramètre spectral m_{ij} . Il est remonté dans les rapports de l'équipement en tant que l'écart-type du paramètre.

La sensibilité à une variation de 1 nm de l'overlay par rapport à l'overlay nul qui est pris comme valeur nominale s'écrit selon l'équation 4.4.

$$S_{ij}^{OVL} = \frac{1}{B_{ij}} \times |mm_{ij}(OVL = 0) - mm_{ij}(OVL = 1\text{nm})| \quad (4.4)$$

La précision $3\sigma_{OVL}$ attendue est de 0.3 nm. La sensibilité doit donc être supérieure à $3,3\text{ nm}^{-1}$.

$$|mm_{ij}(OVL = 0) - mm_{ij}(OVL = 1\text{nm})| = S_{ij}^{OVL} \times B_{ij} \quad (4.5)$$

On définit la variation relative des paramètres spectraux comme le rapport :

$$\left| \frac{mm_{ij}(OVL = 0) - mm_{ij}(OVL = 1\text{nm})}{mm_{ij}(OVL = 0)} \right| = S_{ij}^{OVL} \times \frac{B_{ij}}{|mm_{ij}(OVL = 0)|} \quad (4.6)$$

Le bruit spectral valant entre 0.2% et 0.4% des paramètres spectraux mesurés, le seuil moyen de variation relative est donc d'environ 1% de ces paramètres. La figure 4.17 précise le seuil pour chaque paramètre de Mueller.

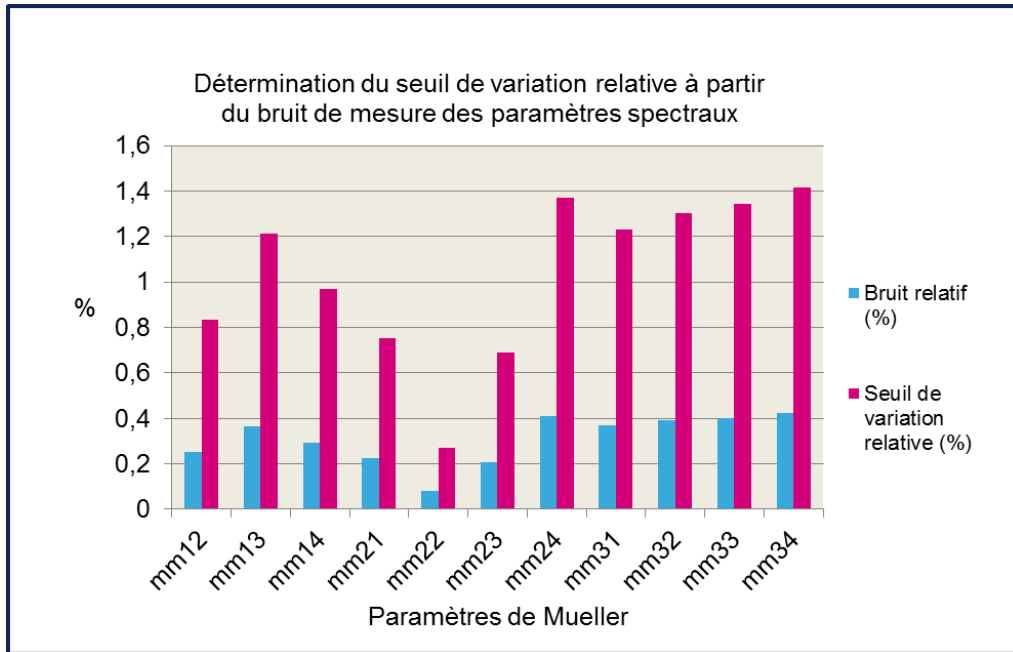


FIGURE 4.17 – Seuil de sensibilité pour atteindre une précision de 0,3 nm

Ainsi, une variation de 1 nm de l'overlay, du CD de la résine ou de l'oxyde doit provoquer une variation de 1% des paramètres de Mueller pour atteindre théoriquement une précision de 0.3 nm.

Dans la suite, la variation relative des paramètres spectraux provoquée par une variation de 1 nm du CD ou de l'overlay sera nommée *sensibilité relative* et exprimée en pourcentage.

C'est cette grandeur qui sera étudiée car elle peut être simulée à partir d'un modèle optimisé pour des valeurs nominales des deux CD et de l'overlay.

4.5.2 Sélection de l'angle azimutal d'acquisition des spectres

Pour une mesure de scattérométrie spectroscopique standard, l'acquisition des paramètres ellipsométriques Ψ et Δ – ou des paramètres N, S et C – est réalisée très souvent avec un angle azimutal perpendiculaire au réseau. Cet angle azimutal peut être modifié dans le but d'améliorer la sensibilité des paramètres. Une étude propose d'utiliser deux valeurs de l'angle azimutal – 0° et 90° selon la définition de la figure 4.18 – et annonce une amélioration de la précision d'un facteur 2 pour la mesure considérée [75].

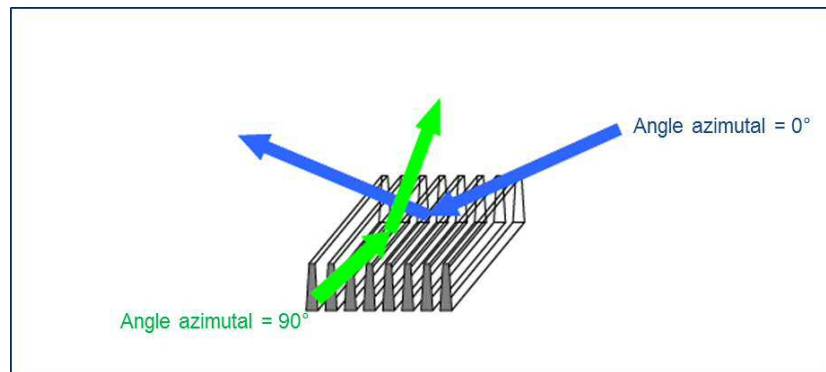


FIGURE 4.18 – Définition de l'angle azimutal en fonction de l'orientation d'un réseau

Dans le chapitre 2, nous avons vu que la scattérométrie basée sur les matrices de Mueller permet d'obtenir jusqu'à 15 paramètres spectraux normalisés par le paramètre mm_{11} . Avec la configuration ellipsométrique à ma disposition, nous avons montré que ce sont 11 paramètres de Mueller qui peuvent être mesurés. J'ai aussi avancé que ces 11 paramètres disponibles se réduisent à seulement trois paramètres indépendants – mm_{12} , mm_{33} et mm_{34} – lorsque la mire mesurée est symétrique, ce que nous allons vérifier dans ce paragraphe.

Pour maximiser le nombre de paramètres spectraux exploitables, la solution est donc d'introduire de l'asymétrie dans la configuration expérimentale en choisissant un angle azimutal différent de 0° .

Une étude a montré que, dans le cas d'un réseau de lignes gravé dans un substrat de silicium, l'angle azimutal permettant de minimiser les erreurs systématiques dans l'extraction des paramètres de Mueller mesurés est de 20° [76].

Dans notre cas, l'empilement de la mire mesurée est bien plus complexe. Par conséquent, l'angle azimutal optimal peut être différent. J'ai donc simulé la sensibilité relative à nos trois paramètres d'intérêt pour des angles azimutaux variant de 0° à 90° , tous les dix degrés.

La figure 4.19 synthétise les résultats pour le CD de la résine. La sensibilité de chacun des 11 paramètres de Mueller accessibles est reportée pour les 9 angles azimutaux testés. Ces sensibilités sont moyennées sur l'ensemble de la gamme spectrale de l'ellipsomètre, c'est-à-dire entre 190 nm et 980 nm.

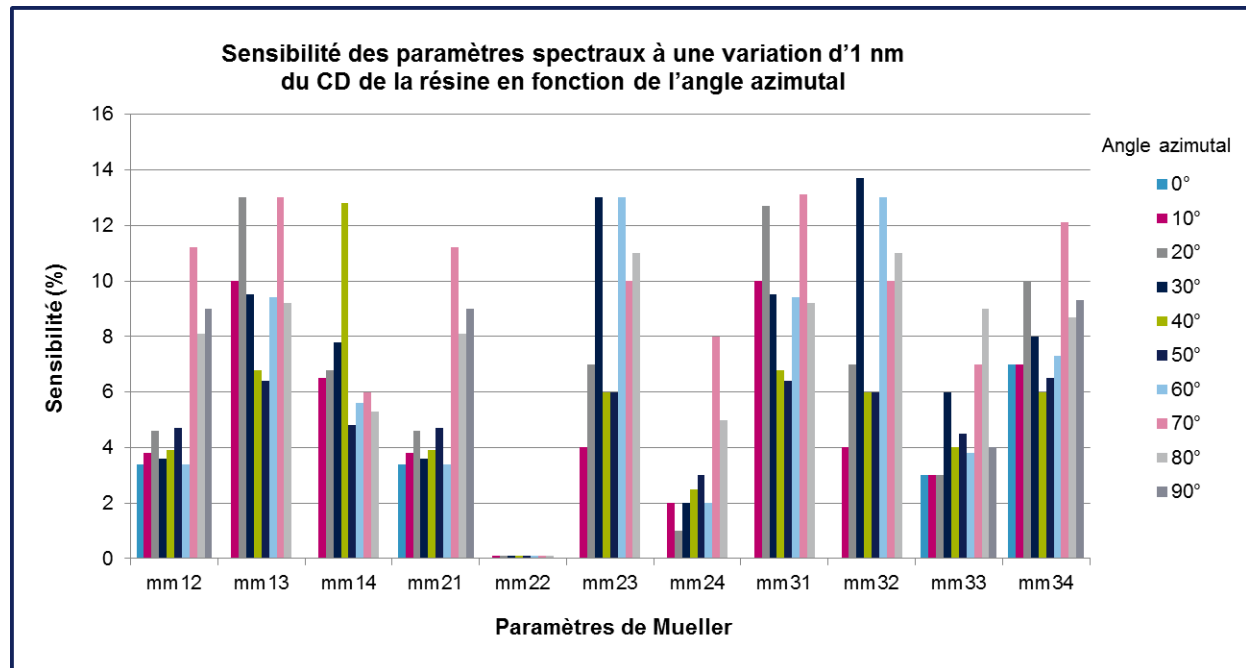


FIGURE 4.19 – Sensibilité spectrale au CD de la résine en fonction de l'angle azimutal

A la lecture de ce graphe, on remarque que tous les paramètres spectraux, exceptés mm_{22} ont une sensibilité relative à une variation de 1 nm du CD de la résine au-dessus du seuil de 1%. La mesure du CD de la résine devrait donc être précise quel que soit l'angle azimutal choisi.

Une observation supplémentaire que l'on peut faire à partir de cette figure est que, pour deux valeurs d'angles azimutaux, la sensibilité des paramètres mm_{13} , mm_{14} , mm_{23} , mm_{24} , mm_{31} et mm_{32} est nulle. Ces deux angles sont 0° et 90° pour lesquels $mm_{13} = mm_{14} = mm_{23} = mm_{24} = mm_{31} = mm_{32} = 0$ et $mm_{22} = 1$. De plus, $mm_{12} = mm_{21}$. Ainsi, seuls mm_{12} , mm_{33} et mm_{34} peuvent être exploités pour 0° et 90° , pour lesquels la mire est parfaitement symétrique.

La même conclusion peut être tirée de la figure 4.20 qui rassemble les résultats de sensibilité pour le CD de l'oxyde. En revanche, aucune sensibilité n'atteint le seuil de 1% pour chaque angle azimutal testé.

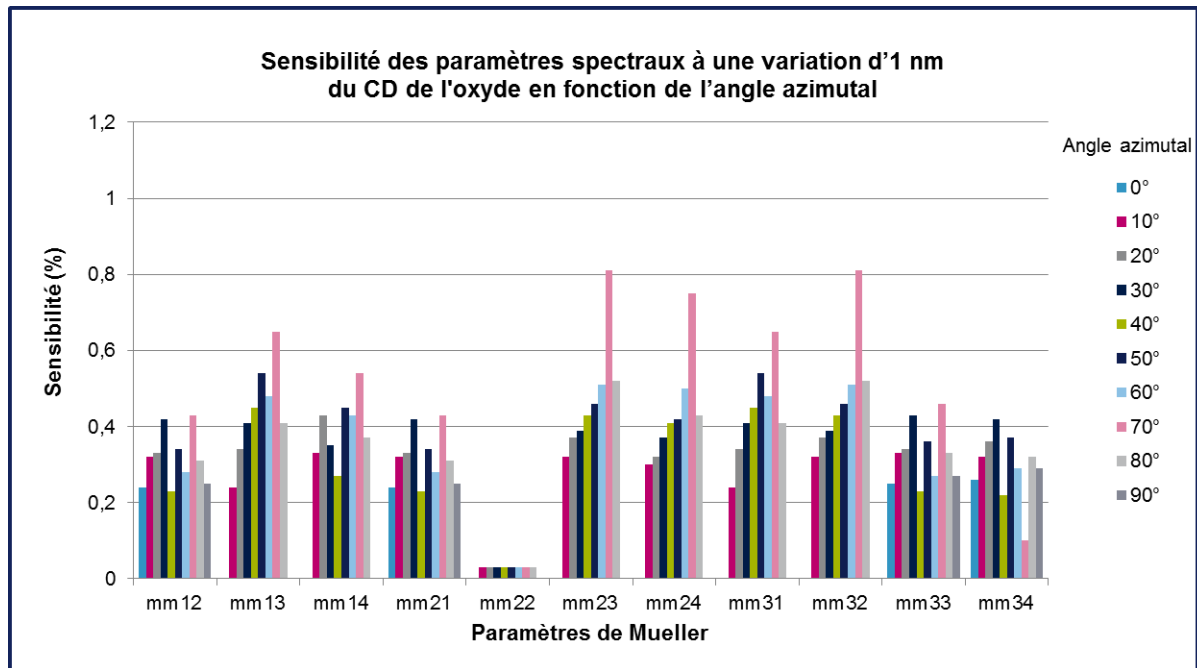


FIGURE 4.20 – Sensibilité spectrale au CD de l'oxyde en fonction de l'angle azimutal

Pour ce travail de simulation des sensibilités spectrales à un paramètre donné, les autres paramètres sont laissés constants à leur valeur nominale. Ainsi, pour la mire étudiée ici, la valeur nominale de l'overlay est nulle, ce qui explique la symétrie de la mire pour un angle azimutal à 90°, c'est-à-dire parallèle aux réseaux de résine et d'oxyde.

De la figure 4.21, on déduit que les paramètres de Mueller ne sont pas assez sensibles à une variation de 1 nm de l'overlay entre les deux réseaux pour cette mire. En effet, la sensibilité maximale que l'on peut atteindre est inférieure à 0.4%.

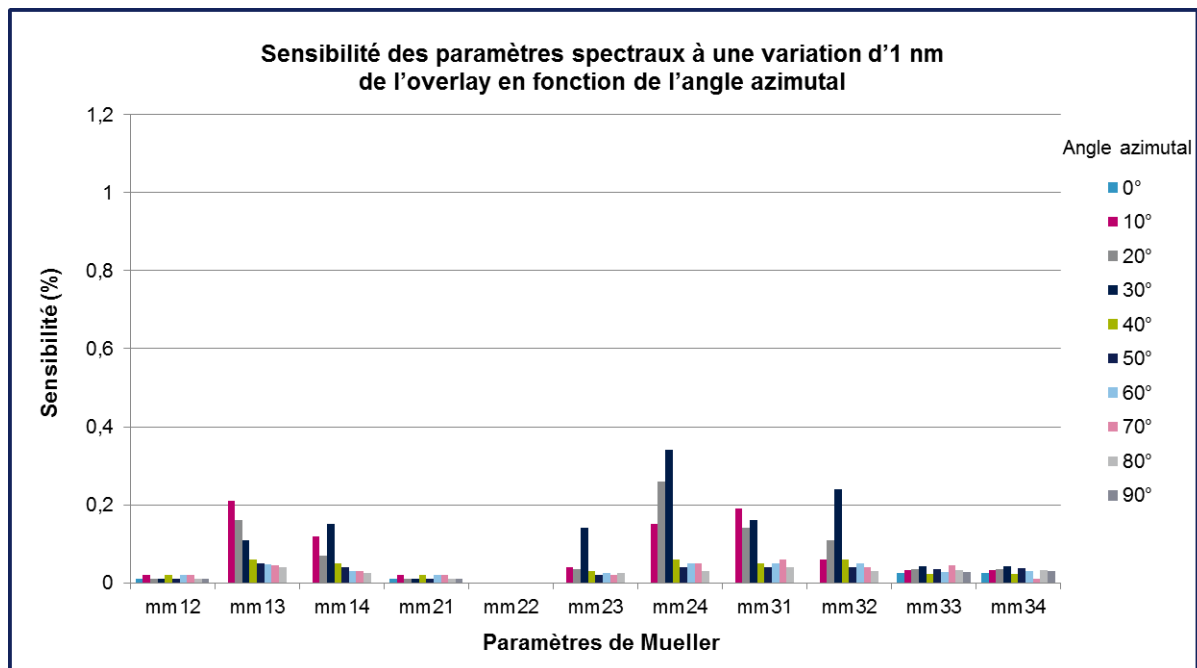


FIGURE 4.21 – Sensibilité spectrale à l'overlay en fonction de l'angle azimutal

Cette étude montre donc que la mesure du CD de la résine sur la mire A à l'étape LI1B ne souffrira pas de problème de sensibilité. En revanche, les sensibilités spectrales à l'overlay et au CD de l'oxyde sont largement inférieures au seuil des 1% défini préalablement pour obtenir une précision de 0.3 nm. Pour l'overlay, l'angle azimutal de 30 ° semble être le meilleur candidat au niveau de la sensibilité, même si celle-ci reste inférieure à 0.4%.

J'ai donc sélectionné la valeur de 30 ° pour l'angle azimutal d'acquisition des spectres. Cette valeur permet de briser la symétrie de la mire. Les onze paramètres de Mueller pourront donc être exploitables pour l'optimisation du modèle optique de la mire.

Cependant, étant donnée la faible sensibilité spectrale à l'overlay et au CD de l'oxyde pour la mire A, d'autres pistes de mesure ont été envisagées, notamment pour la mesure du réseau d'oxyde.

4.6 Mesure simultanée des dimensions critiques et de l'overlay

4.6.1 Optimisation de tous les paramètres de l'empilement

La mesure du CD de la résine, du CD de l'oxyde et de l'overlay peut être théoriquement réalisée par scattérométrie sur la mire "réseau sur réseau". Les spectres ont été acquis sur cette mire avec un angle azimutal de 30 ° suite à l'étude de sensibilité décrite précédemment.

La figure 4.22 représente cinq spectres expérimentaux et modélisés parmi les onze spectres utilisés lors du processus d'optimisation. Ces spectres coïncident bien, comme l'atteste l'erreur quadratique moyenne de 0.86 rapportée dans le tableau 4.5.

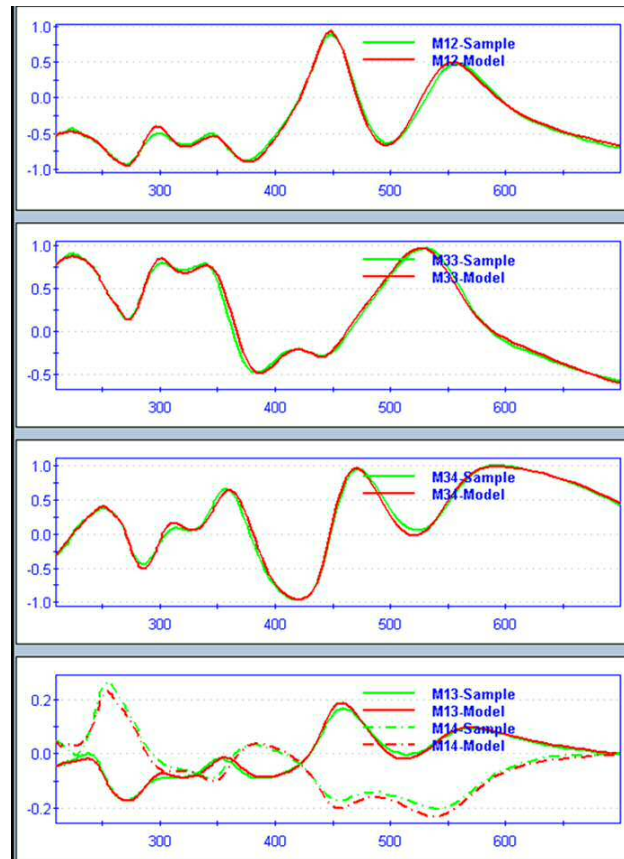


FIGURE 4.22 – Spectres expérimentaux et modélisés après optimisation pour une mesure sur la mire "réseau sur réseau" après la seconde lithographie

En revanche, les autres données de ce tableau avertissent que les résultats de la mesure doivent être traités avec prudence. En effet, les incertitudes 3σ du BCD de la résine et de l'oxyde sont supérieures au nanomètre. Quant à l'overlay, son incertitude de 18 nm signifie que la valeur mesurée ne peut être retenue et confirme que la sensibilité spectrale est insuffisante pour mesurer l'overlay sur cette mire.

Erreur quadratique moyenne	0.86
BCD résine (nm)	32.5 ± 1.2
SWA résine (°)	90.5 ± 0.8
Hauteur résine (nm)	68.0 ± 0.5
BCD oxyde (nm)	38 ± 1
SWA oxyde (°)	84.1 ± 5.0
Hauteur oxyde (nm)	42.8 ± 1.3
Overlay (nm)	0 ± 18

TABLEAU 4.5 – Résultats de la mesure après la seconde lithographie sur la mire "réseau sur réseau"

De plus, le tableau 4.6 montre que plusieurs paramètres modélisés présentent de forts coefficients d'intercorrélation.

Paramètre 1	Paramètre 2	Coefficient de corrélation croisée
SWA réseau d'oxyde	BCD réseau d'oxyde	0.980
BCD réseau d'oxyde	Épaisseur BARC	0.926
BCD réseau d'oxyde	BCD réseau de résine	0.959
BCD réseau d'oxyde	SWA réseau de résine	0.949
BCD réseau d'oxyde	Hauteur réseau de résine	0.926
Épaisseur BARC	Hauteur réseau de résine	0.976
Épaisseur BARC	BCD réseau de résine	0.954
Épaisseur BARC	SWA réseau de résine	0.955
SWA réseau de résine	BCD réseau de résine	0.993
SWA réseau de résine	Hauteur réseau de résine	0.955
BCD réseau de résine	Hauteur réseau de résine	0.946

TABLEAU 4.6 – Coefficients de corrélation entre les paramètres optimisés pour la mire "réseau sur réseau" : coefficients supérieurs à 0.9

Ces coefficients supérieurs à 0.9 impliquent notamment les deux paramètres d'intérêt que sont le BCD de la résine et le BCD de l'oxyde. Si l'on considère la corrélation entre ces deux grandeurs, on observe un coefficient supérieur à 0.95. Cela signifie qu'une variation de la valeur du BCD de l'oxyde lors de la phase d'optimisation peut être compensée presque intégralement par une variation du BCD de la résine. Ainsi, plusieurs valeurs de BCD de la résine et de l'oxyde vont être quasiment équivalentes dans le processus de minimisation de l'erreur quadratique moyenne.

4.6.2 Résultats avec minimisation des corrélations croisées

Il est indispensable de réduire les corrélations entre les paramètres du modèle afin d'obtenir les valeurs les plus proches des valeurs physiques de l'empilement de la mire. Cela revient à limiter le nombre de solutions équivalentes lors de la phase d'optimisation du modèle.

Certains paramètres géométriques du modèle doivent être fixés aux valeurs attendues. Il faut choisir les paramètres impliqués dans des corrélations avec les paramètres d'intérêt.

Comme cela est indiqué dans le tableau 4.7, j'ai choisi de fixer l'épaisseur du BARC à sa valeur théoriquement déposée, c'est-à-dire 35 nm. De plus, le SWA du réseau d'oxyde a été fixé à 86° en se basant sur une caractérisation TEM effectuée après gravure LI1A sur une autre plaque. En ce qui concerne le SWA du réseau de résine, la mesure de la FEM détaillée dans le paragraphe 4.3.2 m'a incité à fixer sa valeur à 88°. Cette valeur correspond à la dose d'exposition et au focus retenus pour une exposition aux "meilleures conditions".

Paramètre	Valeur fixée
Épaisseur BARC (nm)	35
SWA réseau d'oxyde	86 °
SWA réseau de résine	88 °

TABLEAU 4.7 – Valeurs des paramètres fixés

Le tableau 4.8 regroupe les résultats pour le champ central du wafer en fixant ces trois paramètres. On remarque que l'erreur quadratique moyenne est un peu détériorée mais reste satisfaisante à 0.98. Les incertitudes 3σ du BCD de la résine et du BCD de l'oxyde sont nettement améliorées puisqu'elles sont quasiment divisées par dix pour atteindre respectivement 0.11 nm et 0.13 nm.

Erreur quadratique moyenne	0.98
BCD résine (nm)	34.8 ± 0.1
Hauteur résine (nm)	69.1 ± 0.3
BCD oxyde (nm)	35.4 ± 0.1
Hauteur oxyde (nm)	40.1 ± 0.4
Overlay (nm)	0 ± 18

TABLEAU 4.8 – Résultats de la mesure après la seconde lithographie sur la mire réseau sur réseau en fixant 3 paramètres

Les valeurs des deux BCD après optimisation sont modifiées par rapport à la stratégie précédente pour laquelle tous les paramètres étaient laissés variables. Ainsi, le BCD de la résine passe de 32.5 nm à 34.8 nm. Le BCD de l'oxyde est mesuré à 35.4 nm au lieu de 38 nm. En revanche, la précision pour la mesure de l'overlay reste très clairement insuffisante puisque l'incertitude 3σ demeure à 18 nm.

Afin de valider ces résultats issus de la mesure de la mire A, des spectres ont été acquis à l'étape de gravure LI1A précédant la lithographie LI1B. Des mesures du CD de l'oxyde ont aussi été réalisées par MEB à cette étape post-gravure LI1A.

Nous allons donc pouvoir vérifier si la mesure du CD de l'oxyde par MEB correspond à la mesure par scattérométrie à l'étape de gravure LI1A. Ensuite, nous allons comparer ces résultats à ceux obtenus par scattérométrie après la lithographie LI1B.

4.7 Mesure du CD de l'oxyde après la gravure LI1A

Des spectres ont été acquis sur la mire A juste après l'étape de gravure LI1A dans le but de mesurer le CD du réseau d'oxyde gravé. A cette étape qui précède la lithographie LI1B, le réseau d'oxyde est superficiel, ce qui rend possible une mesure par MEB.

La mesure par scattérométrie est d'abord effectuée pour le champ central du wafer. L'erreur quadratique moyenne est très faible – 0.32 – et les spectres coïncident, comme le montrent le tableau 4.9 et la figure 4.23.

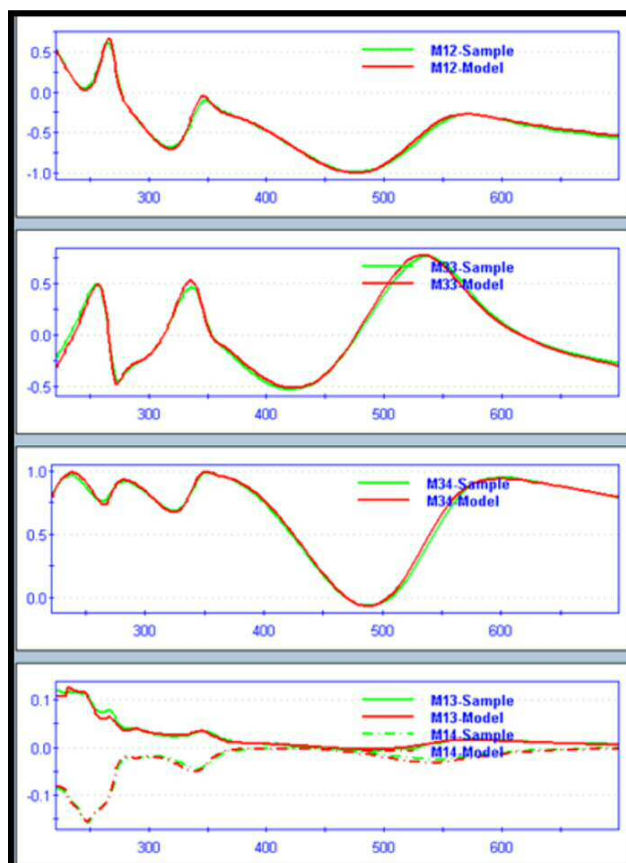


FIGURE 4.23 – Spectres expérimentaux et modélisés après optimisation pour la mesure du réseau d’oxyde après gravure

Erreur quadratique moyenne	0.32
BCD oxyde (nm)	34.5 ± 0.1

TABEAU 4.9 – Résultats de la mesure du CD de l’oxyde après la première gravure

Le BCD du réseau d’oxyde est mesuré à 34.5 nm avec une très bonne précision de 0.1 nm. Ce résultat infirme donc la mesure après la photolithographie LI1B réalisée sur la même mire. Le BCD de l’oxyde avait été en effet mesuré à 35.4 nm.

Dix-sept mires situées chacune dans un champ d’exposition distinct ont été mesurées à la fois par MEB et par scattérométrie à cette étape post-gravure LI1A.

Le CD de l’oxyde mesuré par MEB a été comparé au MCD mesuré par scattérométrie. J’ai en effet comparé les résultats en prenant le CD à différentes hauteurs du motif d’oxyde et c’est le CD à mi-hauteur qui est celui qui correspond le mieux au CD mesuré par MEB avec les réglages standards pour ce réseau d’oxyde. La comparaison des deux mesures est reportée dans le tableau 4.10.

Numéro du champ	Mesure MEB (nm)	MCD par scattérométrie (nm)	$ \Delta $ (nm)
1	31.9	32.9	1.0
2	32.1	32.2	0.1
3	31.9	31.8	0.1
4	31.6	32.2	0.6
5	32.0	31.9	0.1
6	31.2	31.2	0.0
7	32.6	32.1	0.5
8	31.7	31.3	0.4
9	32.2	31.9	0.3
10	31.8	31.9	0.1
11	31.4	32.0	0.6
12	31.7	31.6	0.1
13	31.2	31.3	0.1
14	30.4	30.9	0.5
15	30.2	30.1	0.1
16	30.8	29.5	1.3
17	32.1	31.5	0.6

TABLEAU 4.10 – Comparaison des mesures du MCD de l'oxyde par scattérométrie et par MEB avant la seconde lithographie

Si l'on regarde les données pour le champ central, c'est-à-dire le champ n° 1, on remarque que l'écart entre le MEB et la scattérométrie est de 1 nm pour la mesure du CD de l'oxyde après la gravure LI1A. Ainsi le MCD de l'oxyde est mesuré à 31.9 nm par MEB et 32.9 nm par scattérométrie, ce qui correspond à un BCD de 34.5 nm avec le SWA de l'oxyde fixé à 86° .

La mesure à l'étape LI1B détaillée dans le paragraphe précédent donnait un BCD de 35.4 nm. Par conséquent, c'est bien la mesure de scattérométrie à l'étape de gravure LI1A qui correspond le mieux à la mesure MEB.

Ces mesures conjointes réalisées sur les 17 champs présentent un écart moyen inférieur à 0.5 nm, en deçà de la précision du MEB qui est de l'ordre du nanomètre, ce qui valide la mesure de scattérométrie après gravure LI1A.

Comme la mesure simultanée du CD de l'oxyde et du CD de la résine n'est pas probante après la photolithographie LI1B sur la mire A, je me suis tourné vers deux types de stratégie de mesure qui peuvent être regroupées sous le terme de métrologie hybride.

La première stratégie consiste à injecter les données issues de la mesure après gravure LI1A dans le modèle de la mesure après photolithographie LI1B. Cette méthode est communément nommée "*data feed forward*" ou "injection de données".

4.8 Stratégie d'injection de données ou *data feed forward*

4.8.1 Principe

L'empilement des mires de scattérométrie devenant de plus en plus complexe, il est souvent difficile d'obtenir tous les paramètres d'intérêt en une seule mesure. Une des solutions est alors de mesurer une mire à plusieurs étapes du procédé de fabrication et d'injecter les données d'une étape à une autre [77] [78].

Le principe de l'injection de données dans le contexte de la thèse est illustré par la figure 4.24. Une mire est mesurée à une étape donnée : après la gravure LI1A. Les résultats de mesure sont remontés et conservés pour être ensuite injectés dans le modèle de scattérométrie de l'étape suivante : après la photolithographie LI1B. La même mire est alors mesurée en utilisant ce modèle dans lequel le CD de l'oxyde est fixé.

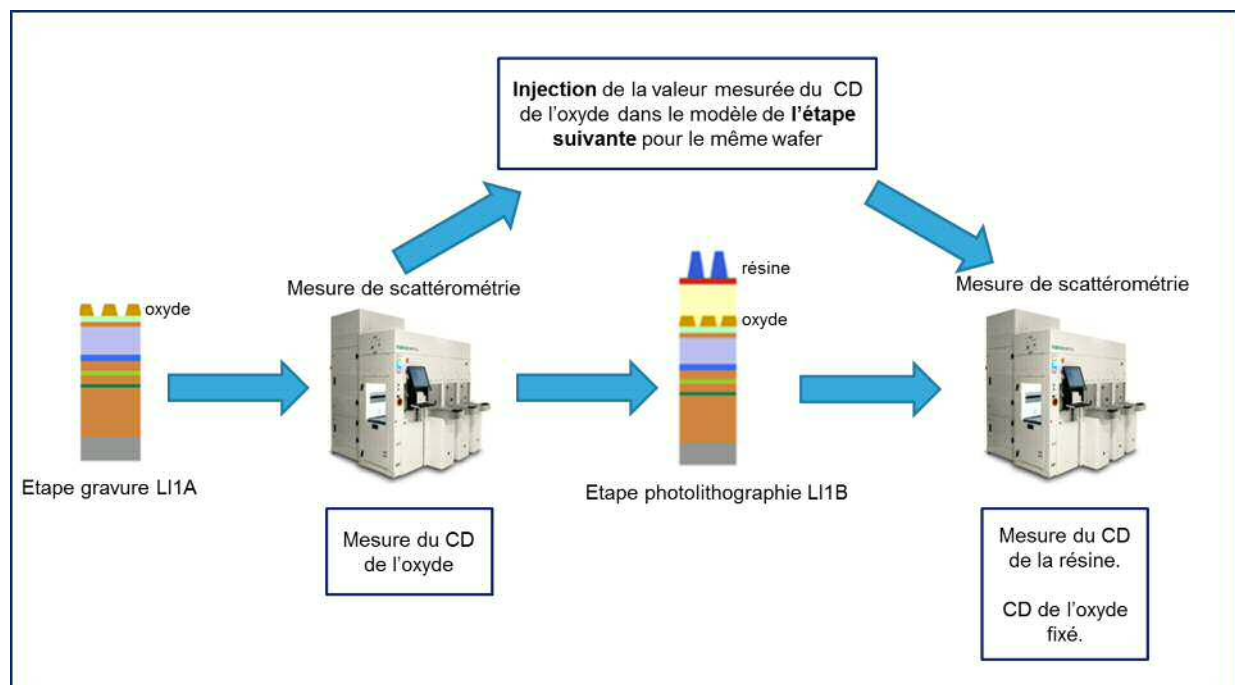


FIGURE 4.24 – Principe de l'injection de données ou *data feed forward* dans le contexte du double patterning

Cette stratégie, que l'on nomme aussi *data feed forward*, a deux principaux intérêts. Le premier est d'éliminer la corrélation entre l'un des paramètres mesurés lors de la seconde étape et un paramètre fixé grâce à la mesure précédente. Dans notre cas, la corrélation entre le BCD de la résine et celui de l'oxyde est supérieure à 0.95 à l'étape de photolithographie LI1B si tous les paramètres sont laissés variables. Cette corrélation est inférieure à 0.9 si l'on fixe les SWA et l'épaisseur du BARC. Éliminer la corrélation entre deux paramètres d'intérêt de la mesure présente un gain indéniable.

Le second avantage de cette stratégie, dans notre contexte, est l'augmentation de la sensibilité spectrale du CD de l'oxyde.

4.8.2 Sensibilité au CD de l'oxyde après la première gravure

D'après le graphe de la figure 4.25, la simulation montre que le seuil de sensibilité de 1% est dépassé pour huit des onze paramètres spectraux. Ces résultats étayent l'excellente précision 3σ de 0.08 nm rapportée dans le paragraphe précédent.

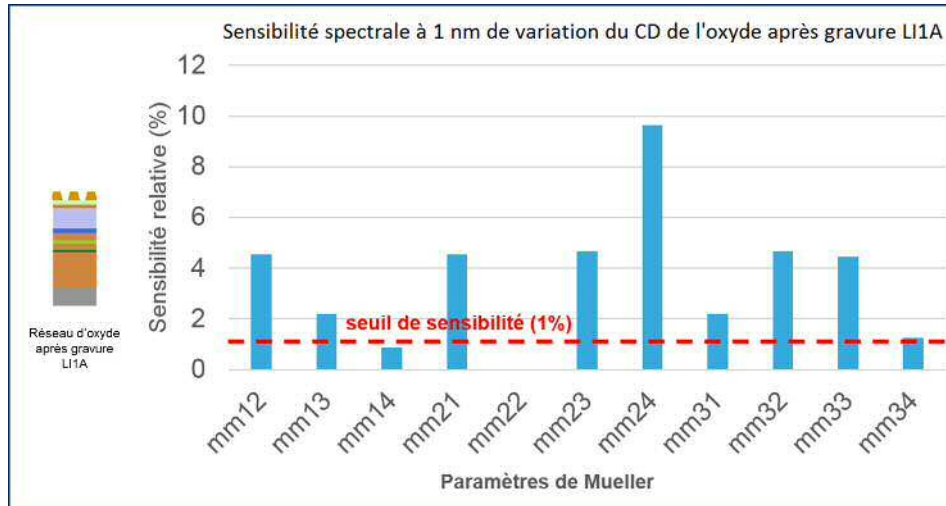


FIGURE 4.25 – Sensibilité au CD de l'oxyde après la gravure LI1A

4.8.3 Les limites de l'injection de données

La première limite du *data feed forward* réside dans l'éventuelle modification de l'empilement de la mire entre les deux étapes de mesure, ce qui fausserait les résultats. Il est en effet possible que le CD de l'oxyde soit modifié entre la gravure LI1A et le développement de la photolithographie LI1B. Par exemple, le procédé de polissage CMP pourrait en effet modifier légèrement la forme du réseau d'oxyde.

Un autre inconvénient est l'ajout d'une étape de mesure après la gravure LI1A, ce qui influe directement sur le flux de production.

Une autre stratégie, appelée "analyse multi-mires" permet d'éviter ces problèmes. Elle nécessite un travail en amont en concevant deux mires spécifiques supplémentaires, placées très proches l'une de l'autre dans le jeu de masque.

4.9 Analyse multi-mires

4.9.1 Principe

L'analyse multi-mires est de plus en plus considérée en scattérométrie. Cette stratégie consiste à scinder la mesure des paramètres d'intérêt en utilisant plusieurs mires à la même étape de procédé. Par exemple, une étude publiée en 2012 [79] remarque qu'une mire "dense" – c'est-à-dire avec un rapport $\frac{\text{période}}{\text{CD}}$ peu supérieur à 1 – est plus sensible au CD qu'au SWA, alors que c'est l'inverse pour une mire "isolée" qui correspond à un rapport $\frac{\text{période}}{\text{CD}}$ très largement supérieur à 1. La contrainte d'une telle stratégie est la nécessité de coupler les deux modèles lors de l'optimisation des spectres, ce qui a pour effet d'augmenter significativement le temps de calcul.

Dans le contexte de la thèse, la stratégie "multi-mires" repose sur une décomposition de la mesure de la mire à double patterning en deux mesures effectuées à la même étape de photolithographie. Cette stratégie requiert la conception de deux mires supplémentaires. Comme cela est illustré dans la figure 4.26, la mire B est constituée d'un réseau d'oxyde à 128 nm de période, surmonté de l'empilement de la photolithographie LI1B non structuré. Dans cette mire, la résine est donc sous la forme d'une couche uniforme.

La mire C est un réseau de résine à 128 nm de période, structuré à l'étape LI1B, est à la surface d'un empilement de couches uniformes. Parmi ces couches, se trouve l'oxyde qui n'a pas été gravé volontairement lors de l'étape LI1A.

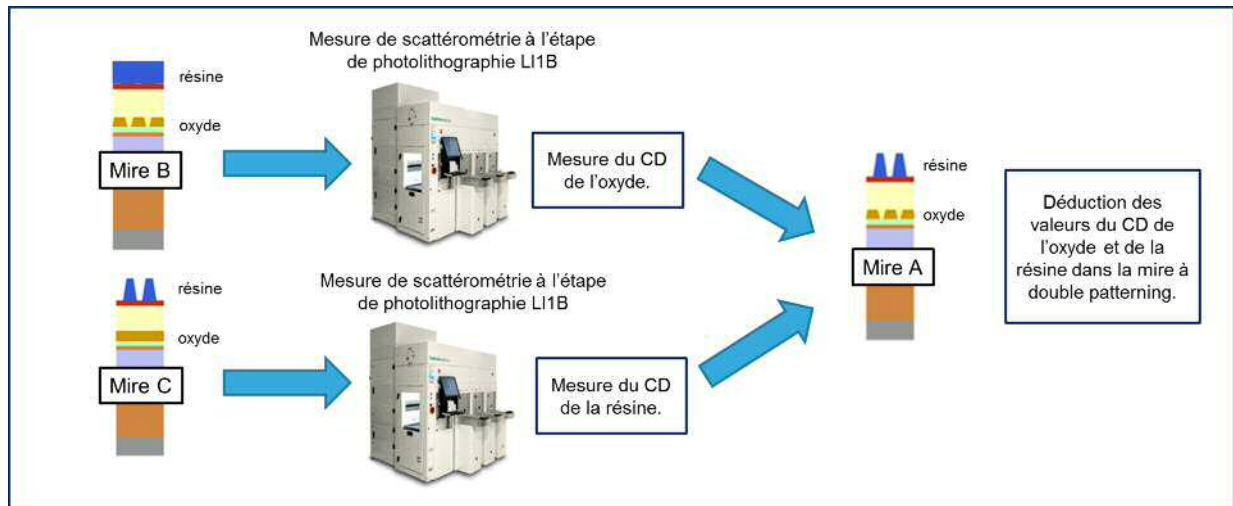


FIGURE 4.26 – Principe de l'analyse multi-mires dans le cas du double patterning

L'analyse "multi-mires" permet de décorrélérer le CD de la résine du CD de l'oxyde puisque les deux paramètres n'interviennent pas dans le même modèle optique. Comme le CD de l'oxyde n'intervient pas dans le modèle de la mire C, et que le CD de la résine n'intervient pas non plus dans le modèle de la mire B, il n'est pas nécessaire de faire une optimisation couplée, si coûteuse en temps de calcul.

Le second avantage, par rapport à une mesure sur la mire à double patterning, est le gain en sensibilité des spectres vis-à-vis du CD de l'oxyde gravé, comme nous allons le voir dans le paragraphe 4.9.2.

4.9.2 Amélioration de la sensibilité au CD de l'oxyde

Précédemment, nous avons noté que les paramètres spectraux du modèle de la mire A ne sont pas suffisamment sensibles au CD de l'oxyde. Quel que soit l'angle azimutal d'acquisition, la sensibilité n'atteignait pas le seuil de 1%.

Pour étudier la faisabilité de la mesure du CD de l'oxyde avec cette stratégie "multi-mires", la sensibilité a été simulée. Les résultats de la simulation sont présentés dans la figure 4.27. À gauche, les données correspondent aux résultats de la mire A. À droite, ce sont les résultats pour la mire B intervenant dans la stratégie "multi-mires".

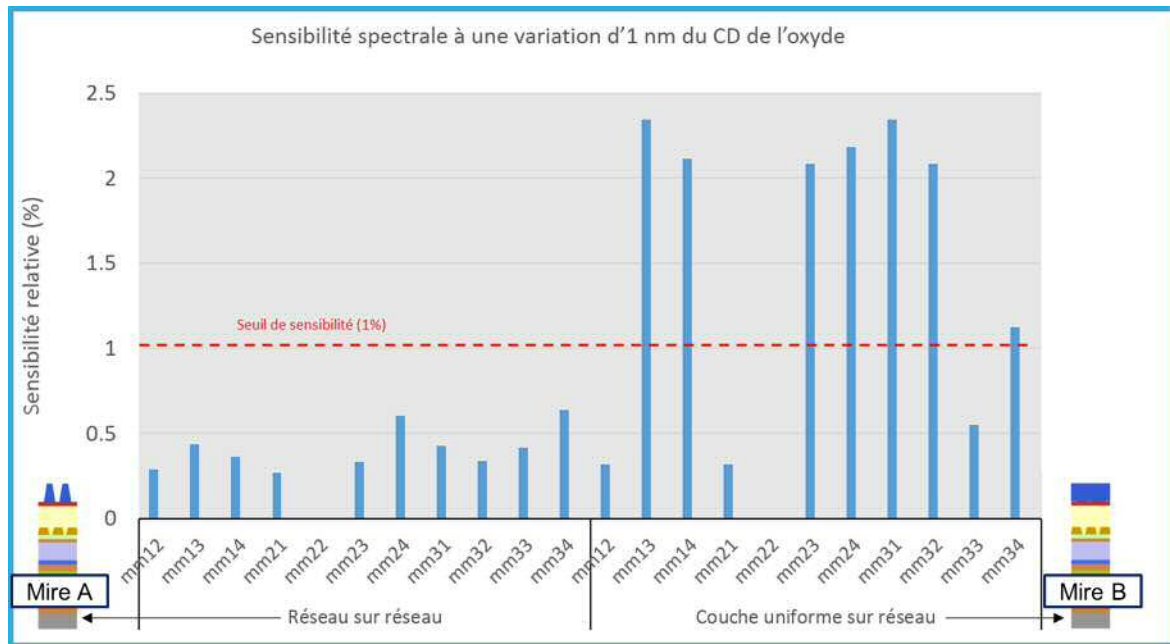


FIGURE 4.27 – Sensibilité au CD de l'oxyde après la lithographie LI1B pour les mires A et B

D'après la simulation, dans le cas de la mire B, sept éléments spectraux de la matrice de Mueller sur les onze présentent une sensibilité au CD de l'oxyde supérieure à 1%. Cela atteste d'une amélioration significative par rapport à la simulation réalisée sur la mire A.

Ces résultats de simulation tendent à confirmer l'intérêt de la stratégie "multi-mires". Cette stratégie doit être alors confrontée aux données expérimentales en termes de précision et de justesse.

4.9.3 Mesure du CD de l'oxyde après la seconde lithographie

Afin de valider les résultats de l'analyse de sensibilité, j'ai fait l'acquisition des spectres issus de la mesure de la mire B située dans le champ central du wafer, après la lithographie LI1B.

Le modèle optique de la mire a été optimisé. Comme le montrent la figure 4.28 et l'erreur quadratique moyenne indiquée dans le tableau 4.11, la correspondance entre les spectres expérimentaux et les spectres modélisés laisse présager d'une bonne précision. En effet, l'erreur quadratique moyenne de 0.75 confirme que les spectres coïncident. Il est vrai que visuellement les spectres expérimentaux des éléments de Mueller m_{13} et m_{14} ne semblent pas se superposer parfaitement aux spectres modélisés. Cependant, les spectres de ces éléments de Mueller varient dans une gamme comprise entre -0.02 et 0.02. Ainsi l'écart entre les spectres expérimentaux et modélisés reste minime.

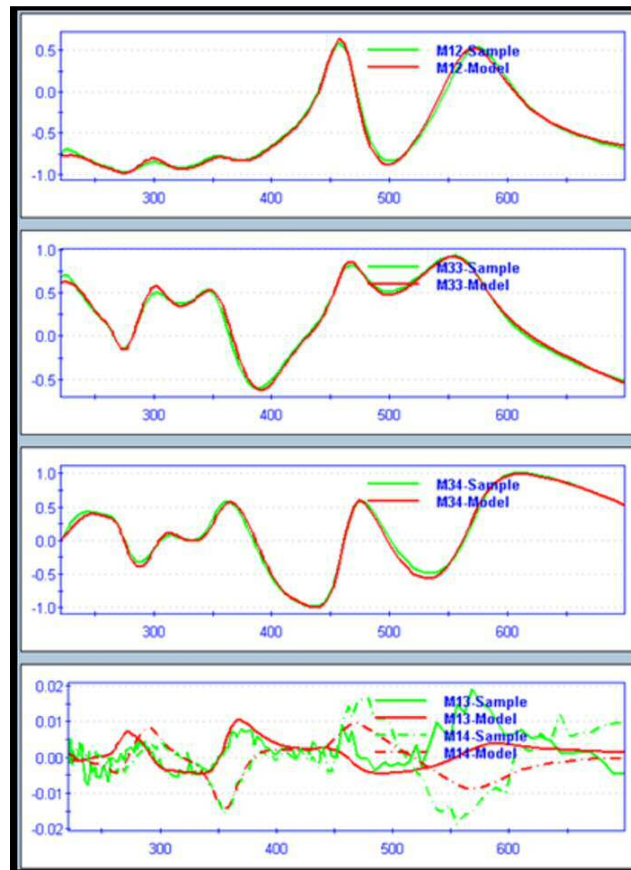


FIGURE 4.28 – Spectres expérimentaux et modélisés après optimisation pour la mesure du réseau d'oxyde après la seconde lithographie

Erreur quadratique moyenne	0.75
Épaisseur résine (nm)	67.0 ± 0.10
BCD oxyde (nm)	34.3 ± 0.70
Hauteur oxyde (nm)	39.9 ± 0.33

TABEAU 4.11 – Résultats de la mesure du CD de l'oxyde après la seconde lithographie

Cet écart minime entre les spectres modélisés et expérimentaux ne dégrade d'ailleurs pas l'erreur quadratique moyenne. De plus, la précision 3σ pour le BCD de l'oxyde est de 0.7 nm. Ces résultats satisfaisants au niveau de la précision doivent être vérifiés en ce qui concerne la justesse.

4.9.4 CD de l'oxyde : comparaison des résultats de mesure avant et après la seconde lithographie

Afin de vérifier la justesse des résultats, j'ai comparé les mesures de scattérométrie réalisées après la gravure LI1A à celles effectuées après la lithographie LI1B, sur la mire B.

Nous avons vu que les mesures du CD de l'oxyde à mi-hauteur par scattérométrie correspondent au CD mesuré par MEB lorsque ces mesures sont effectuées après la gravure LI1A, c'est-à-dire quand le réseau d'oxyde est surfacique.

La comparaison des résultats obtenus avant et après la lithographie LI1B peut valider à la fois la stratégie "multi-mires", en confirmant la faisabilité de la mesure du réseau d'oxyde "enterré", et la stratégie "feed forward". En effet, cela pourrait prouver que, dans notre contexte, le réseau d'oxyde n'est pas modifié par le procédé. Les données issues de la mesure après gravure LI1A pourraient donc être injectées dans le modèle de la mesure après la photolithographie LI1B.

Les résultats des mesures faites sur dix-sept champs du wafer sont indiqués dans le tableau 4.12.

Numéro du champ	BCD après la première gravure (nm)	BCD après la seconde lithographie (nm)	$ \Delta $ (nm)
1	34.5	34.3	0.2
2	33.1	33.5	0.4
3	32.9	33.2	0.3
4	33.9	33.6	0.3
5	33.0	33.3	0.3
6	32.7	32.6	0.1
7	33.4	33.5	0.1
8	32.5	32.7	0.2
9	33.1	33.3	0.2
10	33.9	33.3	0.6
11	33.1	33.4	0.3
12	33.5	33.0	0.5
13	32.2	32.7	0.5
14	31.9	32.3	0.4
15	31.1	31.5	0.4
16	31.2	30.9	0.3
17	32.8	32.9	0.1

TABLEAU 4.12 – Résultats de la mesure du CD de l'oxyde après la seconde lithographie et calcul de $|\Delta|$ (écart avec la mesure après la première gravure)

L'écart $|\Delta|$ est calculé entre les deux séries de mesure. Cet écart est inférieur à 0.6 nm sur l'ensemble des champs. Nous avons vu que la précision 3σ de la mesure du CD de l'oxyde par scattérométrie après la première gravure est de l'ordre de 0.1 nm. Dans le paragraphe précédent, la précision 3σ du CD de l'oxyde "enterré" mesuré après la seconde photolithographie était de 0.7 nm.

Par conséquent, l'écart $|\Delta|$ est donc inclus dans le recouvrement des deux précisions pour chaque point de mesure, ce qui permet de corréler les deux mesures de scattérométrie.

Comme la mesure du CD de l'oxyde par scattérométrie après l'étape de gravure a été corrélée au MEB dans le paragraphe 4.7, alors les résultats après la photolithographie LI1B sont eux-aussi corrélés au MEB.

Ainsi, la stratégie "multi-mires" fournit une mesure précise et corrélée au MEB pour le réseau d'oxyde "enterré". Par ailleurs, ces résultats attestent que le CD de l'oxyde n'est pas modifié entre la gravure LI1A et la photolithographie LI1B. Cette éventuelle modification était un frein à l'utilisation du *data feed forward*.

4.9.5 Mesure du CD de la résine après la seconde lithographie

Pour mesurer le CD de la résine après la photolithographie LI1B, on dispose de la mire A et la mire C. Il est possible de basculer de nouveau vers une stratégie de *data feed forward*, et donc d'injecter, dans le modèle de la mire A, la valeur du CD de l'oxyde avant d'optimiser le CD de la résine.

Cette solution n'est pas idéale car, malgré la réduction du coefficient de corrélation entre le CD de la résine et le CD de l'oxyde, qui a été réalisée dans le paragraphe 4.6.2, il peut subsister un risque d'interaction dans le modèle optique.

De plus, il serait nécessaire de connecter dans les deux sens la base de données contenant les résultats de mesure et l'équipement de scattérométrie, ce qui aurait un coût supplémentaire.

Comme la conception de la mire C a été anticipée, l'analyse multi-mires reste la meilleure solution.

La mesure du CD de la résine est donc réalisée sur la mire C. La figure 4.29 témoigne de la qualité de l'optimisation des spectres pour le champ central. L'erreur quadratique moyenne de 0.48 confirme cette assertion. En outre, le tableau 4.13 indique que le BCD de la résine est mesuré à 34.5 nm, pour ce champ, avec une précision de 0.13 nm.

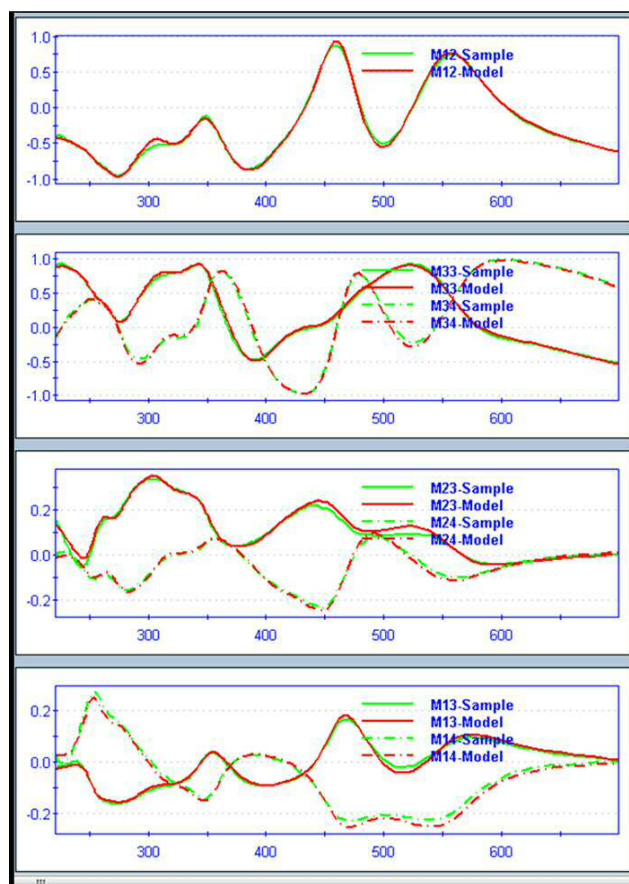


FIGURE 4.29 – Spectres expérimentaux et modélisés après optimisation pour la mesure du réseau de résine sur couche uniforme après la seconde lithographie

Erreur quadratique moyenne	0.48
Épaisseur résine (nm)	69.3 ± 0.12
BCD résine (nm)	34.5 ± 0.13

TABLEAU 4.13 – Résultats de la mesure du CD de la résine après la seconde lithographie sur la mire réseau sur couche uniforme pour le champ n° 1

4.9.6 CD de la résine : comparaison à la mesure MEB sur l'ensemble de la plaque

Afin de vérifier les résultats de cette mesure de scattérométrie, la lithographie LI1B avait été réalisée selon une FEM. Ce choix permet d'obtenir une grande variation de CD afin de tracer une corrélation plus visible entre le MEB et la scattérométrie.

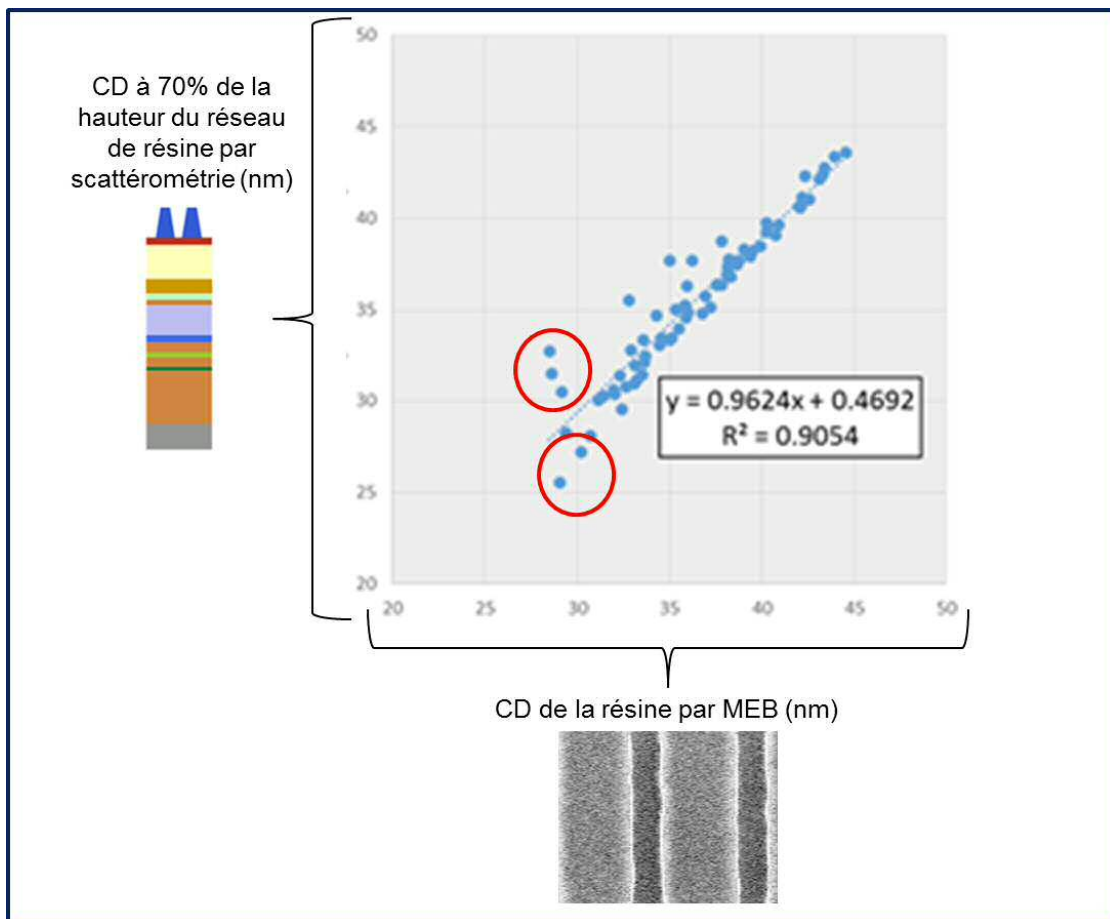


FIGURE 4.30 – Mesure d'une plaque à matrice d'exposition et de focus (FEM) : CD de la résine par scattérométrie et MEB

Dans la figure 4.30 est tracée la corrélation entre la mesure par scattérométrie du CD à 70% de la hauteur du réseau de résine et la mesure du CD de la résine par MEB.

Le CD mesuré par scattérométrie est tracé en fonction de la mesure par MEB. Le nuage de points obtenu a pu être approximé par une régression linéaire avec un coefficient de corrélation R^2 de 0.91. Le coefficient de linéarité est de 0.96 et l'ordonnée à l'origine est de 0.47 nm.

On observe tout de même que quelques points, identifiés par les cercles rouges, sont en dehors de la courbe de tendance. Ces points sont issus de mesures sur des mires très éloignées des meilleures conditions d'exposition. En effet la dose et la mise au point optimales permettent d'obtenir un CD proche de 38 nm. Ces mires doivent alors souffrir d'une forte rugosité de ligne, ce qui perturbe à la fois le MEB et la scattérométrie.

Malgré ce bémol, la mesure du CD par scattérométrie correspond aux mesures par MEB. La scattérométrie est donc tout à fait capable de mesurer le CD de la résine en LI1B avec, de surcroît, une précision 3σ largement meilleure que la mesure par MEB.

4.9.7 Conclusion

L'anticipation des problèmes de sensibilité et de corrélation entre les paramètres d'intérêt a mené à la conception de deux mires de scattérométrie spécifiques. Cela a permis de décomposer la mesure du CD de chaque réseau empilé de la mire à double patterning en deux étapes sur ces mires spécifiques par l'adoption d'une stratégie "multi-mires".

A l'étape de lithographie LI1B, le CD de l'oxyde et le CD de la résine ont pu être mesurés avec précision et les résultats ont été corrélés avec succès aux mesures par MEB.

En revanche, la mesure de l'overlay entre les deux réseaux du double patterning n'a pu être réalisée par scattérométrie à cette étape en raison de la trop faible sensibilité des paramètres spectraux à cet overlay.

Cependant, l'utilisation du script de simulation écrit au départ pour optimiser la conception des mires μDBO a permis d'obtenir des résultats expliquant cette faible sensibilité.

Ainsi, comme le détaille la fin de ce chapitre, grâce à la simulation, la conception d'une nouvelle mire a pu être réalisée.

4.10 Conception d'une mire optimisée pour l'overlay

Le script de simulation de la performance des mires d'overlay peut être adapté aux mires de scattérométrie en adaptant les dimensions et la période des réseaux.

Il est possible de récolter les résultats pour l'intensité à l'ordre zéro. Nous avons vu, dans le chapitre 2, que l'obtention des éléments de Mueller requiert quatre valeurs différentes de l'angle entre le polariseur et l'analyseur : -45° , 0° , 45° et 90° .

J'ai donc modifié le code dans le but de tracer l'intensité à l'ordre zéro en fonction de l'overlay, pour ces quatre valeurs d'angle.

4.10.1 Les limites de la mire à 128 nm de période confirmées par simulation

La première mire de scattérométrie simulée est la mire A dont les réseaux empilés ont chacun une période de 128 nm. Les intensités pour chaque valeur de l'angle sont tracées de la figure 4.31 à la figure 4.34 pour un overlay de 0 à 128 nm.

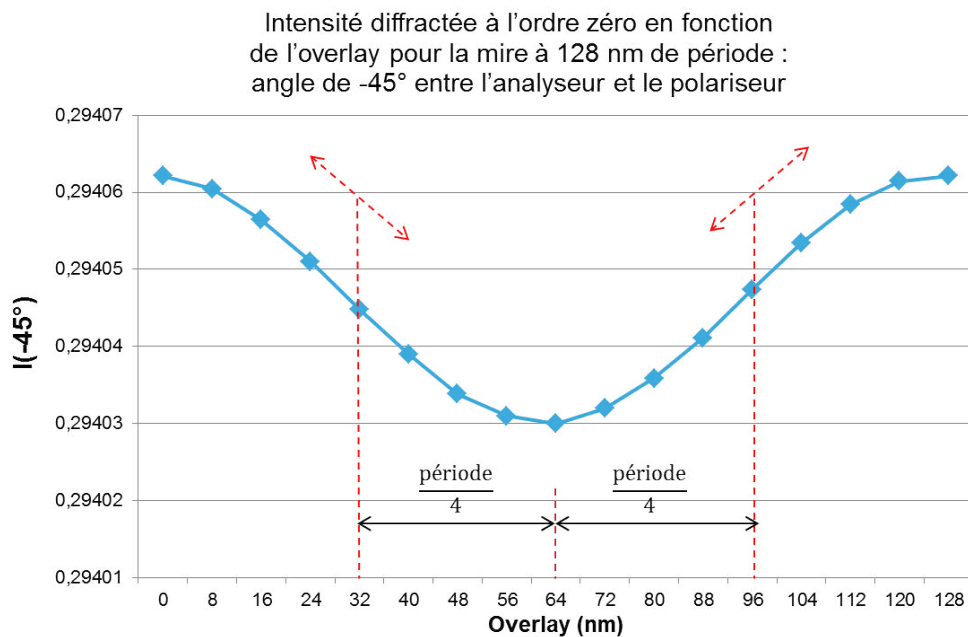


FIGURE 4.31 – Intensité diffractée simulée en fonction de l'overlay pour la mire à 128 nm de période (angle de -45° entre analyseur et polariseur)

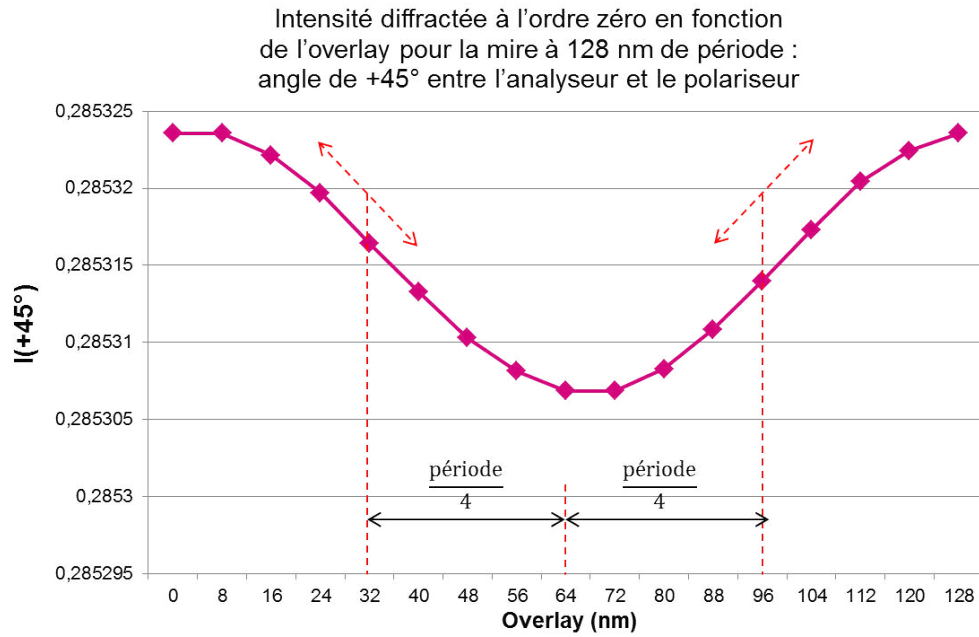


FIGURE 4.32 – Intensité diffractée simulée en fonction de l'overlay pour la mire à 128 nm de période (angle de $+45^\circ$ entre analyseur et polariseur)

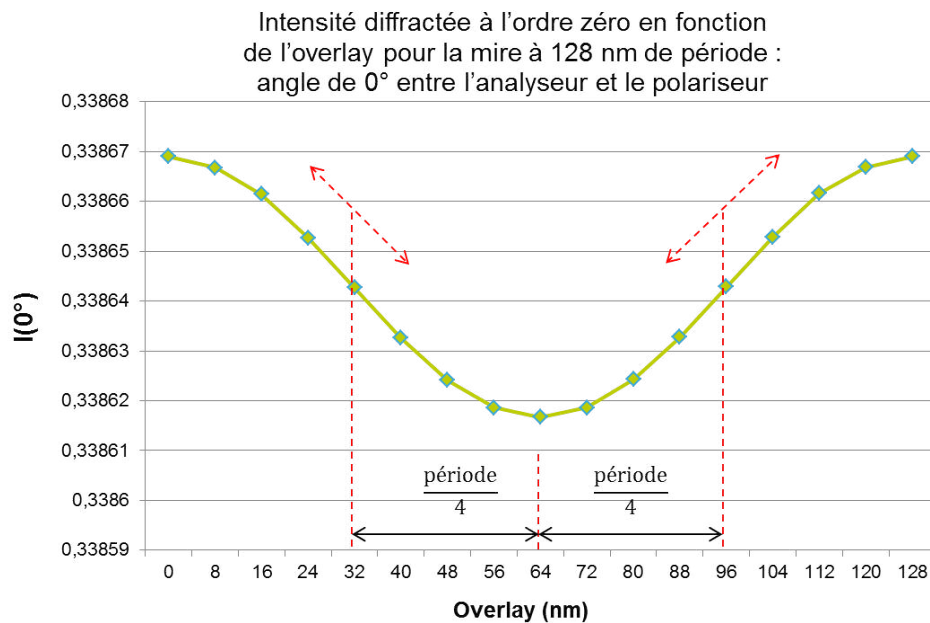


FIGURE 4.33 – Intensité diffractée simulée en fonction de l'overlay pour la mire à 128 nm de période (angle de 0° entre analyseur et polariseur)

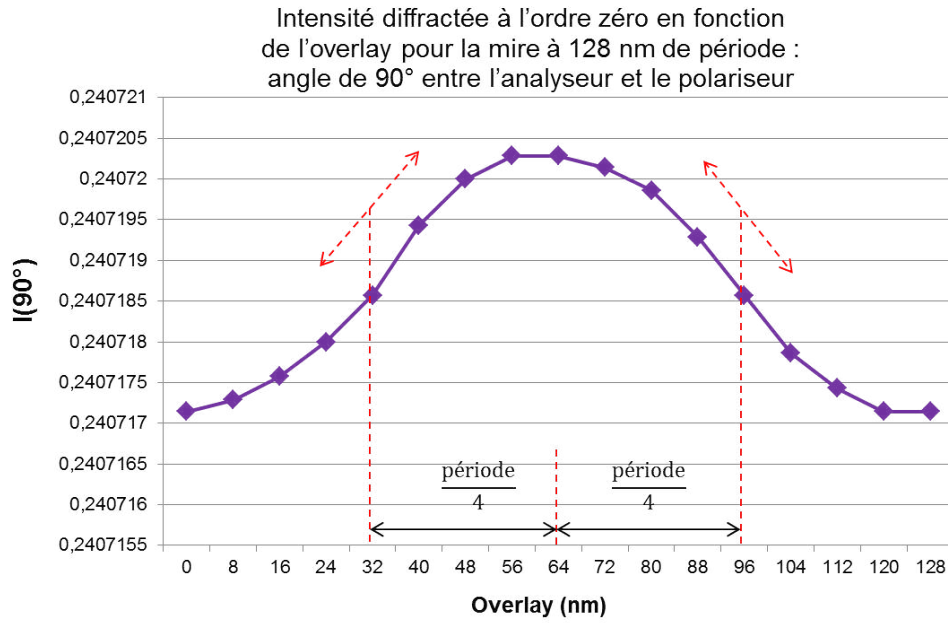


FIGURE 4.34 – Intensité diffractée simulée en fonction de l'overlay pour la mire à 128 nm de période (angle de 90° entre analyseur et polariseur)

On observe, dans ces figures, que les intensités ont l'apparence de sinusoïdes dont les extrema sont à 0, 64 et 128 nm.

Il est intéressant d'identifier les tangentes maximales aux courbes, qui représentent les sensibilités maximales à l'overlay. Ces tangentes, en rouge dans la figure, sont positionnées aux abscisses correspondant à un overlay de 32 et 96 nm. Les pentes minimales sont localisées pour des valeurs d'overlay valant 0, 64 et 128 nm.

A partir de ces courbes d'intensité, on peut tracer la sensibilité moyenne à l'overlay en fonction d'un décalage donné, qui s'écrit selon l'équation 4.7.

$$Sens_{moy} = \frac{1}{4} \left[\frac{\Delta I(0^\circ)}{\Delta OVL} + \frac{\Delta I(90^\circ)}{\Delta OVL} + \frac{\Delta I(-45^\circ)}{\Delta OVL} + \frac{\Delta I(45^\circ)}{\Delta OVL} \right] \quad (4.7)$$

Le tracé de cette sensibilité à 1 nm d'overlay en fonction du décalage est réalisé dans la figure 4.35.

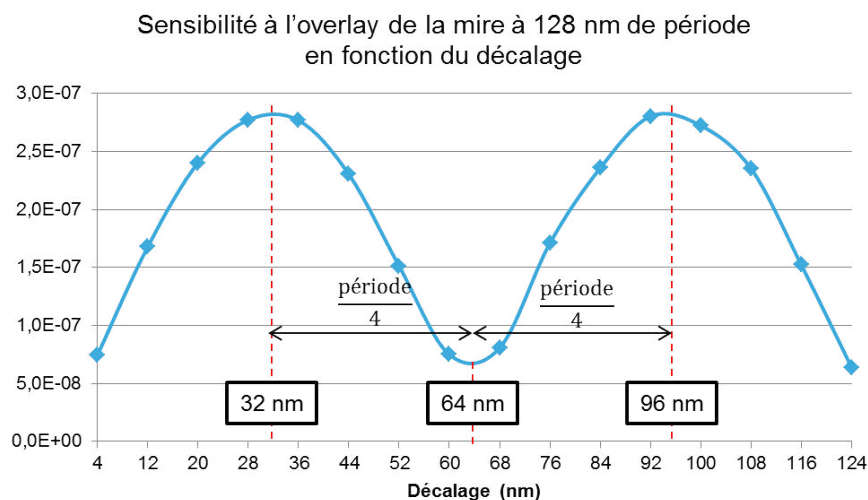


FIGURE 4.35 – Sensibilité à l'overlay simulée pour la mire réseau sur réseau à 128 nm de période

Ce tracé confirme que la sensibilité maximale est atteinte pour un décalage entre les deux réseaux de 32 ou 96 nm.

La mire A a été conçue telle que les deux réseaux soient décalés de 64 nm pour un overlay nul sur le wafer. Or, c'est pour cette configuration que la sensibilité à l'overlay est minimale.

Si l'on choisit d'introduire volontairement un décalage dans la conception de la mire, cette sensibilité est améliorée. Le décalage optimal par rapport au décalage initial est de 32 nm, soit un quart de période.

Cependant, pour des raisons de fiabilité, on ne peut concevoir de mire si l'espace entre les deux niveaux de métal à 32 nm est inférieur à 27 nm. Cette règle de dessin n'autorise donc qu'un décalage de 5 nm par rapport à la mire standard, ce qui n'améliore que très peu la sensibilité, comme le montre la figure 4.35.

Il serait donc intéressant de concevoir une mire permettant d'introduire un décalage d'un quart de période en laissant un espace supérieur à 27 nm entre les deux tranchées LI1A et LI1B.

4.10.2 Amélioration de la sensibilité à l'overlay par simulation : vers une mire à période de 300 nm

Afin d'améliorer la sensibilité à l'overlay, une solution est de créer une mire à la période plus importante avec les mêmes valeurs de CD pour l'oxyde de LI1A et la résine de LI1B. La période doit être choisie pour permettre d'introduire un décalage d'un quart de période, en gardant un espace suffisant entre les deux tranchées.

J'ai donc dessiné une mire de 300 nm de période dans les réticules du prochain produit de la technologie 14 nm de STMicroelectronics.

Le décalage dessiné entre les deux réseaux LI1A et LI1B est de 75 nm, dans le but d'obtenir la mire schématisée dans la figure 4.36.

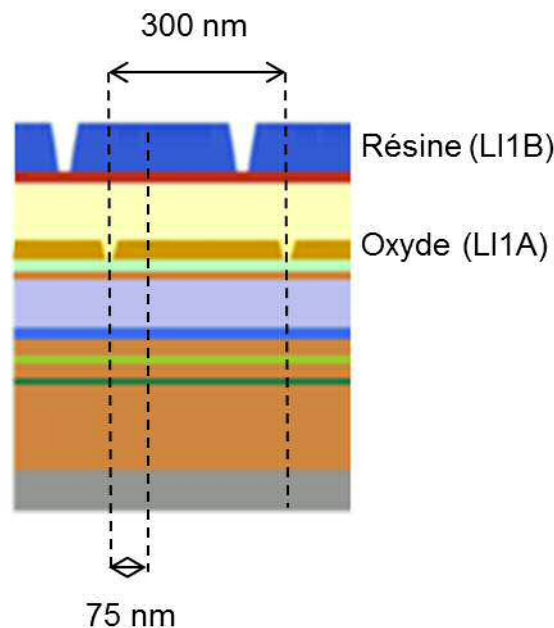


FIGURE 4.36 – Schéma de l'empilement de la mire de scattérométrie à 300 nm de période

Les résultats de simulation des performances de cette mire sont regroupés dans la figure 4.37 où l'on remarque visuellement que les sensibilités à l'overlay, pour chaque intensité simulée, sont maximales pour un décalage compris entre 50 et 100 nm.

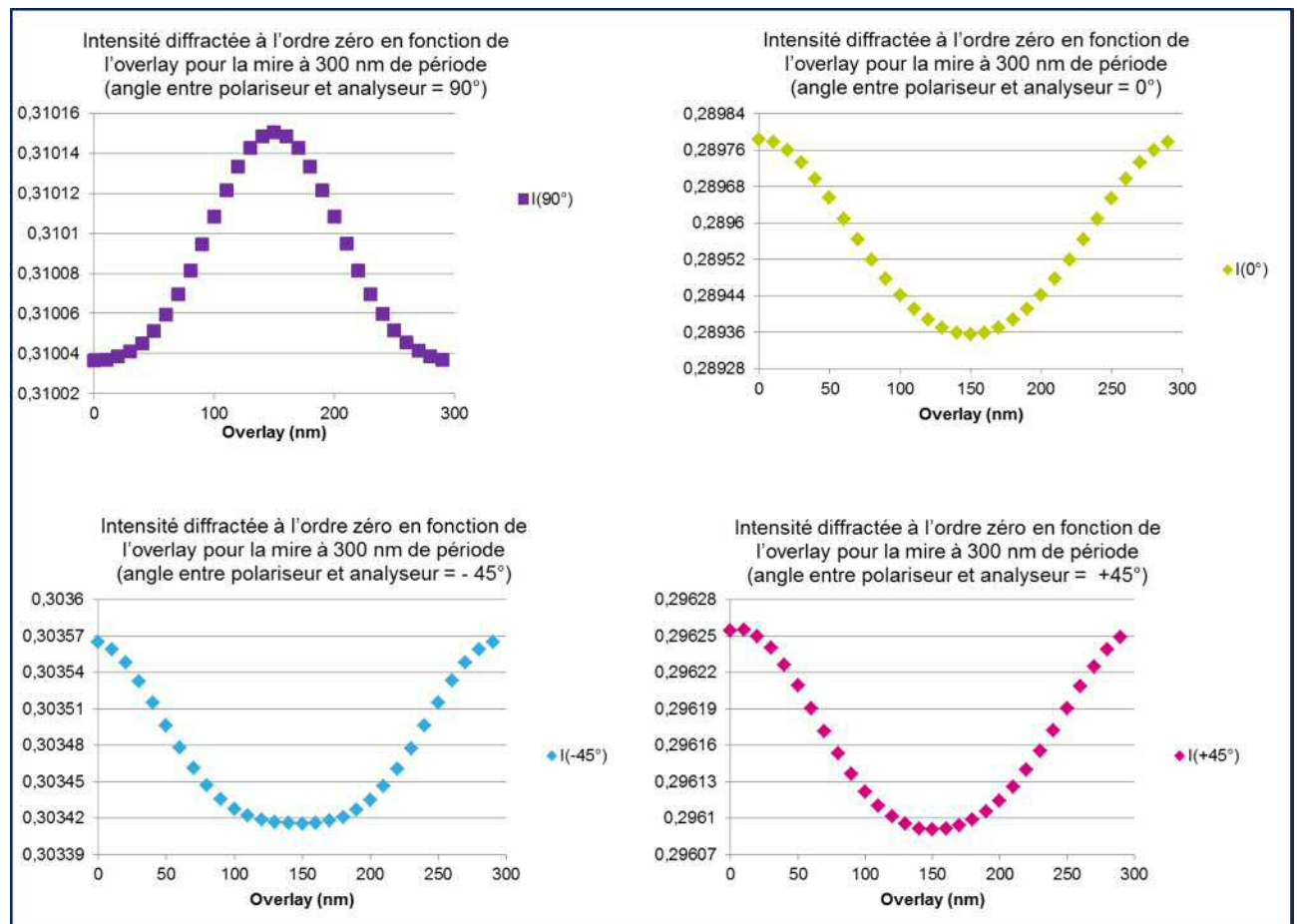


FIGURE 4.37 – Intensités diffractées simulées en fonction de l'overlay pour la mire à 300 nm de période

La sensibilité moyenne est tracée dans la figure 4.38 qui confirme que le décalage de 75 nm permet d'obtenir le maximum de sensibilité à l'overlay.

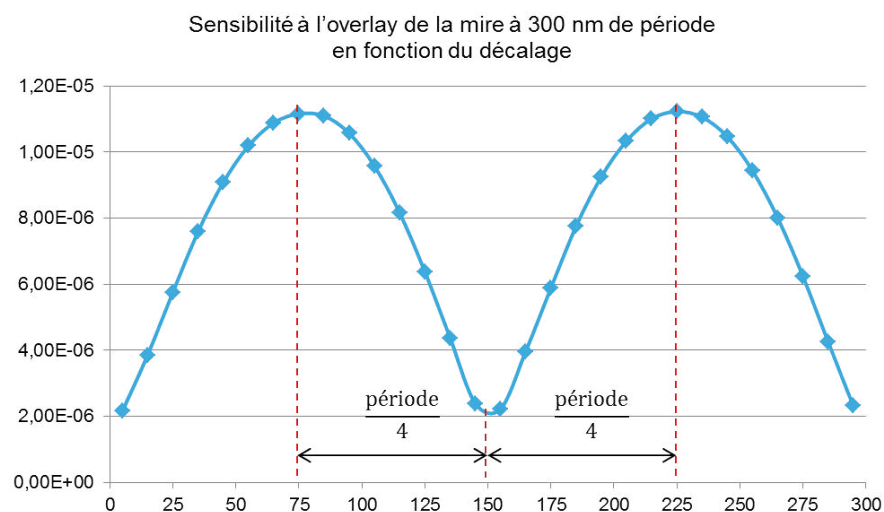


FIGURE 4.38 – Sensibilité à l'overlay simulée pour la mire réseau sur réseau à 300 nm de période

Ainsi, avec cette mire à 300 nm de période et un décalage de 75 nm, la sensibilité est multipliée par plus de 100 par rapport à la mire à période de 128 nm. De fait, la sensibilité simulée passe de 7×10^{-8} à 1.1×10^{-5} .

Ces résultats obtenus avec mon code de simulation sont corrélés avec les simulations effectuées avec le logiciel NanoDiffract de Nanometrics. En effet, comme le montre la figure 4.39, le seuil de sensibilité de 1% est dépassé pour 3 paramètres de Mueller pour l'overlay. De plus, pour le CD de l'oxyde, 7 paramètres de Mueller ont une sensibilité supérieure à 1%. Par conséquent, en plus de l'overlay, la mire à 300 nm de période améliore les résultats pour le CD de l'oxyde, car aucun paramètre de Mueller n'atteignait le seuil de 1% pour la mire à 128 nm de période.

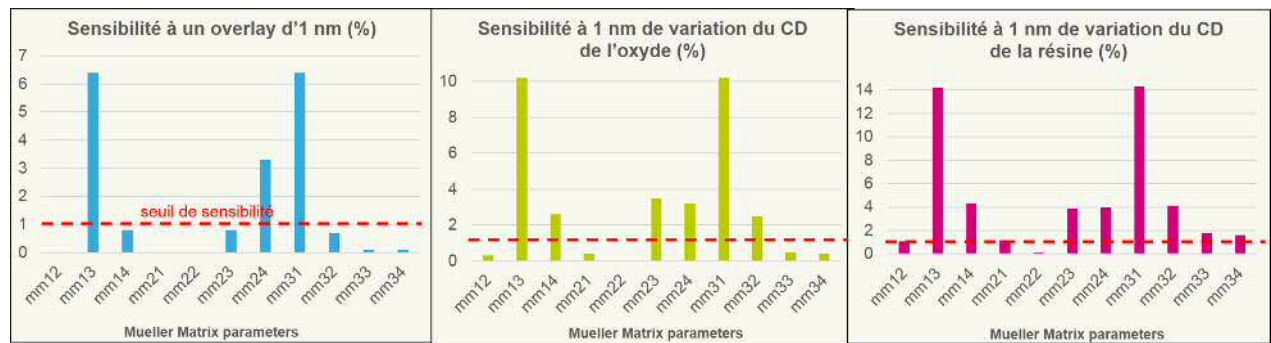


FIGURE 4.39 – Sensibilité spectrale à l'overlay et aux dimensions de l'oxyde et de la résine pour la mire à 300 nm de période avec un angle azimutal de 90°

Cette nouvelle mire offre donc des perspectives très intéressantes en terme de sensibilité simulée et pourrait permettre de mesurer avec succès simultanément les trois paramètres d'intérêt du double patterning : CD de la résine, CD de l'oxyde et overlay.

4.11 Conclusion

La mesure par scattérométrie des dimensions du double patterning a requis plusieurs étapes préliminaires : caractérisation de l'ellipsomètre, détermination des indices optiques, mesure des épaisseurs des matériaux de l'empilement.

Des études de sensibilité ont mis en évidence la difficulté de la mesure de l'overlay et du CD de l'oxyde par scattérométrie à la seconde étape de lithographie du double patterning.

Une stratégie multi-mires a été mise en place afin d'améliorer la sensibilité au CD de l'oxyde. Elle permet de mesurer à la fois le CD de la résine et le CD de l'oxyde à cette seconde étape de lithographie.

Finalement, l'utilisation du code de simulation dans le cadre de la scattérométrie a mené à la conception d'une nouvelle mire dont la sensibilité améliorée à l'overlay et au CD de l'oxyde doit permettre une mesure simultanée des trois grandeurs d'intérêt du double patterning.

Conclusion générale et perspectives

Pour la technologie du nœud 14 nm développée à STMicroelectronics, les niveaux métalliques ont nécessité l'implémentation du double patterning en raison de la limite de résolution optique des scanners 193 nm à immersion. Le défi pour la métrologie associée au double patterning repose sur le lien direct entre les dimensions critiques du niveau et l'overlay. Les travaux présentés dans le cadre de cette thèse portent sur la mise en place d'une métrologie spécifique aux caractéristiques du double patterning. Outre ce manuscrit, deux publications sur ces travaux ont été présentées dans des conférences internationales [80] [81].

Rappelons les points essentiels traités dans la présente thèse. Dans le premier chapitre, nous avons vu en quoi la relation entre l'overlay et les dimensions des espaces entre les lignes de métal joue un rôle essentiel dans l'uniformité du CD de ces espaces, ce qui induit des spécifications particulièrement drastiques pour la variabilité de l'overlay.

Le deuxième chapitre a présenté les différentes techniques utilisées pour la métrologie de la lithographie. Le principe de la scattérométrie a été détaillé, notamment dans le cadre de l'ellipsométrie de Mueller qui propose, pour notre ellipsomètre à compensateur rotatif, onze paramètres spectraux à optimiser. Certains de ces paramètres de Mueller sont sensibles à l'asymétrie d'une mire. Cette caractéristique est très intéressante dans notre contexte car un overlay entre les deux réseaux empilés du double patterning va justement induire de l'asymétrie. Dans une seconde partie du chapitre, une description des mesures d'overlay par imagerie et par diffraction a été proposée.

C'est l'optimisation de la mesure par diffraction qui a été détaillée dans le troisième chapitre. Un code de simulation fondé sur la RCWA a été écrit. Il permet de prévoir les performances des mires de diffraction dans le cas du double patterning. La mire optimale et les meilleurs paramètres de mesure de l'équipement ont pu être identifiés par la simulation, et confirmés par des données expérimentales. Une recette de mesure par diffraction a donc été créée et validée par des études de corrélation. Ce travail effectué sur la mesure par diffraction a contribué à améliorer la précision de la mesure de l'overlay sur des lots de production.

Dans le quatrième et dernier chapitre, le développement de la scattérométrie pour le double patterning a été présenté. Des études préliminaires ont permis notamment de caractériser l'équipement de mesure et de déterminer les indices optiques de tous les matériaux de l'empilement. Une stratégie d'analyse "multi-mires" a été implémentée. Elle permet d'obtenir le CD de la résine et le CD de l'oxyde à la seconde étape de lithographie du double patterning, permettant d'économiser une étape de mesure. Pour mesurer l'overlay

par scattérométrie, une mire spécifique a été conçue dans les réticules du deuxième produit de la technologie du noeud 14 nm. Elle présente une sensibilité accrue à l'overlay comme l'indiquent les résultats de simulation réalisés en adaptant le code de simulation décrit dans le chapitre 3.

Cette nouvelle mire propose des perspectives d'une mesure simultanée des dimensions critiques du double patterning et de l'overlay, ce qui présenterait un gain non négligeable pour la métrologie.

Les travaux réalisés pour cette thèse ont permis de mettre en place la scattérométrie dans le contexte du double patterning des niveaux métalliques, et d'optimiser la mesure de l'overlay par diffraction.

Grâce au code de simulation, les mires de mesure de l'overlay et de scattérométrie ont été améliorées en termes de précision et de sensibilité.

Cette étape de simulation est une plus-value importante car elle permet de limiter le nombre de mires à concevoir dans les réticules, puisque l'on peut sélectionner en amont celles qui auront théoriquement les meilleures performances.

Avec la complexité des empilements des mires pour les technologies avancées, prévoir par simulation les réponses des mesures de scattérométrie et d'overlay devient une nécessité. Les équipementiers, comme ASML, commencent à proposer des solutions commerciales pour la mesure de l'overlay. Ces logiciels seront vraisemblablement verrouillés et ne permettront probablement pas de comprendre les concepts physiques sous-jacents.

Dans cette thèse, les étapes menant à la sélection de la mire optimale ont été expliquées. Les résultats ont été corrélés aux données expérimentales.

Ainsi, en suivant le protocole proposé dans ce mémoire de thèse, il est possible de mettre en place une mesure optimisée d'overlay par diffraction ou de scattérométrie. De plus, la méthode développée n'est pas limitée au double patterning et peut être adaptée à tout niveau de lithographie en modifiant les indices et les épaisseurs de l'empilement des mires lors de l'étape de simulation.

Il faut néanmoins savoir que la scattérométrie est une technique qui requiert d'être constamment à jour en ce qui concerne les indices optiques des matériaux de l'empilement, ainsi que leurs épaisseurs. Il est donc nécessaire pour une unité de production d'impliquer des ressources importantes pour que la scattérométrie produise une mesure de qualité sans se dégrader en fonction du temps.

Bibliographie

- [1] Gordon Moore. Cramming more components onto integrated circuits, *electronics*, (38) 8, 1965.
- [2] Gordon Moore. Progress in digital integrated electronics. In *Electron Devices Meeting, 1975 International*, volume 21, pages 11–13. IEEE, 1975.
- [3] Chris A Mack. Fifty years of moore’s law. *Semiconductor Manufacturing, IEEE Transactions on*, 24(2) :202–207, 2011.
- [4] Rachel Courtland. The end of the shrink. *Spectrum, IEEE*, 50(11) :26–29, 2013.
- [5] Kurt Ronse, Peter De Bisschop, Geert Vandenberghe, Eric Hendrickx, Roel Gronheid, A Vaglio Pret, Arindam Mallik, Diederik Verkest, and An Steegen. Opportunities and challenges in device scaling by the introduction of euv lithography. In *Electron Devices Meeting (IEDM), 2012 IEEE International*, pages 18–5. IEEE, 2012.
- [6] Steven E Steen, Douglas LaTulipe, Anna W Topol, David J Frank, Kevin Belote, and Dominick Posillico. Overlay as the key to drive wafer scale 3d integration. *Microelectronic Engineering*, 84(5) :1412–1415, 2007.
- [7] Lord Rayleigh. Investigations in optics, with special reference to the spectroscope. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 8(49) :261–274, 1879.
- [8] George Biddell Airy. On the diffraction of an object-glass with circular aperture. *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, 5 :283, 1835.
- [9] M.A. Aminpur. Method of producing a semiconductor device using feature trimming, April 29 2003. US Patent 6,555,472.
- [10] Max Born and Emil Wolf. *Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Cambridge university press, 1999.
- [11] Alfred Kwok-Kit Wong. *Resolution enhancement techniques in optical lithography*, volume 47. SPIE press, 2001.
- [12] Rudy Peeters, Sjoerd Lok, Erwin van Alphen, Noreen Harned, Peter Kuerz, Martin Lowisch, Henk Meijer, David Ockwell, Eelco van Setten, Guido Schifflers, et al. Asml’s nxe platform performance and volume introduction. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 86791F–86791F. International Society for Optics and Photonics, 2013.

- [13] Rudy Peeters, Sjoerd Lok, Joerg Mallman, Martijn van Noordenburg, Noreen Harned, Peter Kuerz, Martin Lowisch, Eelco van Setten, Guido Schiffelers, Alberto Pirati, et al. Euv lithography : Nxe platform performance overview. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 90481J–90481J. International Society for Optics and Photonics, 2014.
- [14] Andrew J Hazelton, Shinji Wakamoto, Shigeru Hirukawa, Martin McCallum, Nobutaka Magome, Jun Ishikawa, Céline Lapeyre, Isabelle Guilmeau, Sébastien Barnola, and Stéphanie Gaugiran. Double-patterning requirements for optical lithography and prospects for optical extension without double patterning. *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS*, 8(1) :011003–011003, 2009.
- [15] Kazuaki Suzuki and Bruce W. Smith. *Microlithography : science and technology*, volume 126. CRC press, 2010.
- [16] Yoann Blancquaert and Christophe Dezausier. Diffraction based overlay and image based overlay on production flow for advanced technology node. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 86812O–86812O. International Society for Optics and Photonics, 2013.
- [17] Bryan J Rice, Heidi Cao, Michael Grumski, and Jeanette Roberts. The limits of CD metrology. *Microelectronic engineering*, 83(4) :1023–1029, 2006.
- [18] JR Lowney. Application of monte carlo simulations to critical dimension metrology in a scanning electron microscope. *Scanning Microscopy*, 10(3) :667–678, 1996.
- [19] Chie Shishido, Maki Tanaka, and Mayuka Osaki. Accurate measurement of very small line patterns in critical dimension scanning electron microscopy using model-based library matching technique. *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS*, 10(1) :013010–013010–10, 2011.
- [20] T Kato, Y Okagawa, O Inoue, K Arai, and S Yamaguchi. Fundamentals of overlay measurement and inspection using scanning electron-microscope. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 86812Q–86812Q. International Society for Optics and Photonics, 2013.
- [21] David C Joy. Overview of cd-sem- and beyond. In *AIP Conference Proceedings*, pages 619–626. IOP INSTITUTE OF PHYSICS PUBLISHING LTD, 2003.
- [22] Benjamin Bunday, Aaron Cordes, John Allgair, Vasiliki Tileli, Yohanan Avitan, Ram Peltinov, Maayan Bar-zvi, Ofer Adan, Eric Cottrell, and Sean Hand. Phenomenology of electron-beam-induced photoresist shrinkage trends. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 72721B–72721B. International Society for Optics and Photonics, 2009.
- [23] Boxiu Cai, Yi-Shih Lin, Qiang Wu, Yi Huang, Siyuan Yang, Wen-Hui Li, and Michael Hao. Characterization of a ‘first measurement effect’ in cd-sem measurement. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 868131–868131. International Society for Optics and Photonics, 2013.
- [24] Rayan M Al-Assaad, Li Tao, and Wenchuang Hu. Physical characterization of nanoimprinted polymer nanostructures using visible light angular scatterometry. *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS*, 7(1) :013008–013008, 2008.

- [25] MG Moharam and TK Gaylord. Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction. *JOSA*, 71(7) :811–818, 1981.
- [26] Lifeng Li and Charles W Haggans. Convergence of the coupled-wave method for metallic lamellar diffraction gratings. *JOSA A*, 10(6) :1184–1189, 1993.
- [27] Philippe Lalanne. Improved formulation of the coupled-wave method for two-dimensional gratings. *JOSA A*, 14(7) :1592–1598, 1997.
- [28] Shiming Wei and Lifeng Li. Measurement of photoresist grating profiles based on multiwavelength scatterometry and artificial neural network. *Applied optics*, 47(13) :2524–2532, 2008.
- [29] Christopher J Raymond, Michael R Murnane, Steven L Prins, S Sohail, H Naqvi, John R McNeil, and Jimmy W Hosch. Multiparameter grating metrology using optical scatterometry. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 15(2) :361–368, 1997.
- [30] Paul Drude. *Annalen der Physik*, 32 :584, 1887.
- [31] DE Aspnes and AA Studna. High precision scanning ellipsometer. *Applied Optics*, 14(1) :220–228, 1975.
- [32] Y-T Kim, RW Collins, and K Vedam. Fast scanning spectroelectrochemical ellipsometry : In-situ characterization of gold oxide. *Surface Science*, 233(3) :341–350, 1990.
- [33] Harland Tompkins and Eugene A. Irene. *Handbook of ellipsometry*. William Andrew, 2005.
- [34] F Abelès. Recherches sur la propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux stratifiés. In *Annales de physique*, volume 3, pages 504–520, 1948.
- [35] GMW Kroesen, GS Oehrlein, E De Fresart, and Marco Haverlag. Depth profiling of the ge concentration in sige alloys using insitu ellipsometry during reactive-ion etching. *Journal of applied physics*, 73(12) :8017–8026, 1993.
- [36] Hiroyuki Fujiwara. *Spectroscopic ellipsometry : principles and applications*. John Wiley & Sons, 2007.
- [37] Enric Garcia-Caurel, Antonello De Martino, Jean-Paul Gaston, and Li Yan. Application of spectroscopic ellipsometry and mueller ellipsometry to optical characterization. *Applied spectroscopy*, 67(1) :1–21, 2013.
- [38] Rasheed MA Azzam and Nicholas Mitchell Bashara. *Ellipsometry and polarized light*. 1987.
- [39] Philip R Bevington and D Keith Robinson. Data reduction and error analysis. *McGraw-Hill, New York*, 2003.
- [40] Jérôme Hazart, Pierre Barritault, Stéphanie Garcia, Thierry Leroux, Pierre Boher, and Koichi Tsujino. Robust sub-50-nm cd control by a fast-goniometric scatterometry technique. In *Advanced Lithography*, pages 65183A–65183A. International Society for Optics and Photonics, 2007.

- [41] Philippe Leray, David Laidler, and Shauneen Cheng. Overlay accuracy with respect to device scaling. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 832409–832409–7. International Society for Optics and Photonics, 2012.
- [42] Daniel Kandel, Vladimir Levinski, Noam Sapiens, Guy Cohen, Eran Amit, Dana Klein, and Irina Vakshtein. Overlay accuracy fundamentals. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 832417–832417–10. International Society for Optics and Photonics, 2012.
- [43] Julien Ducote, F Bernard-Granger, B Le-Gratiet, R Bouyssou, R Bianchini, JC Marin, MP Baron, F Gardet, T Devoivre, E Batail, et al. In-field in-design metrology target integration for advanced cd and overlay process control via dosemapper and high order overlay correction for 28nm and beyond logic node. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 868136–868136. International Society for Optics and Photonics, 2013.
- [44] Bernd Schulz, Rolf Seltmann, Joerg Paufler, Philippe Leray, Aviv Frommer, Pavel Izikson, Elyakim Kassel, and Mike Adel. In-chip overlay metrology in 90 nm production. In *Semiconductor Manufacturing, 2005. ISSM 2005, IEEE International Symposium on*, pages 390–393. IEEE, 2005.
- [45] Mike Adel, Mark Ghinovker, Boris Golovanevsky, Pavel Izikson, Elyakim Kassel, Dan Yaffe, Alfred M. Bruckstein, Roman Goldenberg, Yossi Rubner, and Michael Rudzsky. Optimized overlay metrology marks : theory and experiment. *Semiconductor Manufacturing, IEEE Transactions on*, 17(2) :166–179, 2004.
- [46] Walter D Miehler, Ady Levy, Boris Golovanevsky, Michael Friedmann, Ian Smith, Michael Adel, Anatoly Fabrikant, Christopher F Bevis, John Fielden, Noah Bareket, et al. Apparatus and methods for detecting overlay errors using scatterometry, January 8 2008. US Patent 7,317,531.
- [47] Nigel P. Smith, Lewis A. Binns, Albert Plambeck, and Kevin Heidrich. Overlay metrology at the crossroads. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 692203–692203–15. International Society for Optics and Photonics, 2008.
- [48] Jie Li, Zhuan Liu, Silvio J. Rabello, and Nigel P. Smith. Diffraction based overlay linearity testing, 2011.
- [49] Mike Adel, Daniel Kandel, Vladimir Levinski, Joel Seligson, and Alex Kuniavsky. Diffraction order control in overlay metrology : a review of the roadmap options. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 692202–692202–19. International Society for Optics and Photonics, 2008.
- [50] Henk-Jan H. Smilde, Arie den Boef, Michael Kubis, Martin Jak, Mark van Schijndel, Andreas Fuchs, Maurits van der Schaar, Steffen Meyer, Stephen Morgan, and Jon Wu. Evaluation of a novel ultra small target technology supporting on-product overlay measurements. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 83241A–83241A–8. International Society for Optics and Photonics, 2012.
- [51] Hendrik Jan Hidde Smilde, Maurits van der Schaar, and Kaustuve Bhattacharyya. Substrate for use in metrology, metrology method and device manufacturing method, July 26 2011. US Patent App. 13/190,998.

- [52] Clément Fallet, Tatiana Novikova, Aline Jolibois, Bicher Haj Ibrahim, Antonello De Martino, and Cyril Vannuffel. Overlay measurement by angle resolved mueller polarimetry. In *SPIE Optical Engineering+ Applications*, pages 81600J–81600J. International Society for Optics and Photonics, 2011.
- [53] Julien Ducoté, Florent Dettoni, Régis Bouyssou, Bertrand Le-Gratiet, Damien Carau, and Christophe Dezaudier. 64nm pitch metal1 double-patterning metrology : Cd and ovl control by semcd, image-based overlay and diffraction-based overlay. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 94240A–94240A. International Society for Optics and Photonics, 2015.
- [54] Joel L. Seligson, Mike E. Adel, Pavel Izikson, Vladimir Levinski, and Dan Yaffe. Target noise in overlay metrology. In *Micro lithography 2004*, pages 403–412. International Society for Optics and Photonics, 2004.
- [55] Kenji Hoshi, Eiichi Kawamura, Hiroshi Morohoshi, Hideki Ina, Takanori Fujimura, Hiroyuki Kurita, and Joel L Seligson. Tis-wis interaction characterization on overlay measurement tool. In *SPIE’s 27th Annual International Symposium on Microlithography*, pages 715–723. International Society for Optics and Photonics, 2002.
- [56] Chan Hwang, Jeongjin Lee, Seungyoon Lee, Jeongho Yeo, Yeonghee Kim, Hongmeng Lim, and Dongsu Choi. Investigation on accuracy of process overlay measurement. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 79711F–79711F. International Society for Optics and Photonics, 2011.
- [57] Tetyana Shapoval, Bernd Schulz, Tal Itzkovich, Sean Durran, Ronny Haupt, Agostino Cangiano, Barak Bringoltz, Matthias Ruhm, Eric Cotte, Rolf Seltmann, et al. Influence of the process-induced asymmetry on the accuracy of overlay measurements. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 94240B–94240B. International Society for Optics and Photonics, 2015.
- [58] Charlie Chen, George KC Huang, Yuan Chi Pai, Jimmy CH Wu, Yu Wei Cheng, Simon CC Hsu, Chun Chi Yu, Nuriel Amir, Dongsu Choi, Tal Itzkovich, et al. Device-correlated metrology for overlay measurements. *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS*, 13(4) :041404–041404, 2014.
- [59] David Fuard, Nicolas Troscompt, Ismael El Kalyoubi, Sébastien Soulan, and Maxime Besacier. S-genius, a universal software platform with versatile inverse problem resolution for scatterometry. In *SPIE Optical Metrology 2013*, pages 878919–878919. International Society for Optics and Photonics, 2013.
- [60] Kaustuve Bhattacharyya, Arie Jeffrey Den Boef, Stefan Carolus Jacobus Antonius Keij, and Peter Clement Paul Vanoppen. Inspection apparatus and method, lithographic apparatus, lithographic processing cell and device manufacturing method, January 30 2012. US Patent App. 13/361,349.
- [61] Henk-Jan H Smilde, Richard JF van Haren, Willy van Buël, Lars HD Driessen, Jerome Depre, Jan Beltman, Florent Dettoni, Julien Ducoté, Christophe Dezaudier, and Yoann Blancaquaert. Target design optimization for overlay scatterometry to improve on-product overlay. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 942412–942412. International Society for Optics and Photonics, 2015.

- [62] Philippe Leray, David Laidler, and Shaunee Cheng. Overlay accuracy with respect to device scaling. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 832409–832409. International Society for Optics and Photonics, 2012.
- [63] Chih-Ming Ke, Guo-Tsai Huang, Jacky Huang, and Rita Lee. Accuracy of diffraction-based and image-based overlay. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 79711E–79711E. International Society for Optics and Photonics, 2011.
- [64] Yoann Blancquaert, Christophe Dezaudier, Jerome Depre, Mohamed Miqyass, and Jan Beltman. Performance of asml yieldstar μ dbo overlay targets for advanced lithography nodes c028 and c014 overlay process control. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 86811F–86811F. International Society for Optics and Photonics, 2013.
- [65] Robin Chao, Kriti Kohli, Yunlin Zhang, Anita Madan, G Raja Muthinti, Augustin J Hong, Judson Holt, and Todd C Bailey. Novel in-line metrology methods for fin pitch walking monitoring in 14nm node and beyond. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 90501E–90501E. International Society for Optics and Photonics, 2014.
- [66] Jie Li, Zhuan Liu, Silvio Rabello, Prasad Dasari, Oleg Kritsun, Catherine Volkman, Jungchul Park, and Lovejeet Singh. Simultaneous overlay and cd measurement for double patterning : scatterometry and rcwa approach. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 727207–727207. International Society for Optics and Photonics, 2009.
- [67] Wei-Jhe Tzai, Chia-Ching Lin, Chien-Hao Chen, Chun Chi Yu, WeiYuan Chu, Sungchul Yoo, Chien-Jen Huang, Chao-Yu Cheng, and Hsiao-Fei Su. Metrology of advanced n14 process pattern split at lithography. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 90502R–90502R. International Society for Optics and Photonics, 2014.
- [68] E Nolot and A André. Systematic combination of x-ray reflectometry and spectroscopic ellipsometry : A powerful technique for reliable in-fab metrology. *Thin Solid Films*, 519(9) :2782–2786, 2011.
- [69] Louis N Koppel. X-ray thickness gauge, April 8 1997. US Patent 5,619,548.
- [70] Sadao Adachi. *Optical properties of crystalline and amorphous semiconductors : Materials and fundamental principles*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [71] CM Herzinger, H Yao, Paul G Snyder, FG Celii, Y-C Kao, B Johs, and JA Woollam. Determination of alas optical constants by variable angle spectroscopic ellipsometry and a multisample analysis. *Journal of applied physics*, 77(9) :4677–4687, 1995.
- [72] William A McGahan, Blaine Johs, and John A Woollam. Techniques for ellipsometric measurement of the thickness and optical constants of thin absorbing films. *Thin Solid Films*, 234(1) :443–446, 1993.
- [73] John W Bossung. Projection printing characterization. In *Developments in Semiconductor Microlithography II*, pages 80–85. International Society for Optics and Photonics, 1977.
- [74] CW Chen, TC Chang, PT Liu, TM Tsai, and TY Tseng. Effects of oxygen plasma ashing on barrier dielectric sicc film. *Electrochemical and Solid-State Letters*, 8(1) :G11–G13, 2005.

- [75] Matthew Sendelbach, Alok Vaid, Pedro Herrera, Ted Dziura, Michelle Zhang, and Arun Srivatsa. Use of multiple azimuthal angles to enable advanced scatterometry applications. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 76381G–76381G. International Society for Optics and Photonics, 2010.
- [76] Xiuguo Chen, Shiyuan Liu, Chuanwei Zhang, and Hao Jiang. Measurement configuration optimization for accurate grating reconstruction by mueller matrix polarimetry. *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS*, 12(3) :033013–033013, 2013.
- [77] Jie Li, Shahin Zangooie, Karthik Boinapally, Xi Zou, Jiangtao Hu, Zhuan Liu, Sanjay Yedur, Peter Wilkens, Avraham Ver, Robert Cohen, et al. Scatterometry performance improvement by parameter and spectrum feed-forward. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 90502T–90502T. International Society for Optics and Photonics, 2014.
- [78] L Mihardja, M Di, Q Zhao, Z Tan, JC Robinson, and H Chouaib. Data feed-forward for improved optical cd and film metrology. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 83241H–83241H. International Society for Optics and Photonics, 2012.
- [79] Wei-Jhe Tzai, Howard Chen, Yu-Hao Huang, Chun-Chi Yu, Ching-Hung B Lin, Shi-Ming J Wei, Zhi-Qing J Xu, Sungchul Yoo, Chien-Jen E Huang, Chao-Yu H Cheng, et al. Apply multiple target for advanced gate adi critical dimension measurement by scatterometry technology. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 832420–832420. International Society for Optics and Photonics, 2012.
- [80] D Carau, R Bouyssou, C Dezauzier, M Besacier, and C Gourgon. Advanced metrology for the 14 nm node double patterning lithography. In *SPIE Photonics Europe*, pages 91320D–91320D. International Society for Optics and Photonics, 2014.
- [81] D Carau, R Bouyssou, J Ducoté, F Dettoni, A Ostrovsky, B Le Gratiet, C Dezauzier, M Besacier, and C Gourgon. Scatterometry-based metrology for the 14nm node double-patterning lithography. In *SPIE Advanced Lithography*, pages 942410–942410. International Society for Optics and Photonics, 2015.

Résumé / Abstract

Amélioration des méthodes de contrôle dimensionnel et d'alignement pour le procédé de lithographie à double patterning pour la technologie 14 nm.

Résumé En microélectronique, l'augmentation de la densité des composants est la solution principale pour améliorer la performance des circuits. Ainsi, la taille des structures définies par la lithographie diminue à chaque changement de nœud technologique. À partir du nœud 14 nm, la lithographie optique est confrontée à la limite de résolution pour les niveaux métalliques. Pour surmonter cet obstacle, les niveaux métalliques sont conçus en deux étapes successives de patterning regroupant chacune une étape de lithographie et une étape de gravure. Cette technique, nommée double patterning, requiert une métrologie adaptée car l'alignement entre les deux étapes et les dimensions critiques sont alors directement liées. La méthode de mesure développée dans cette thèse repose sur la scattérométrie et la mesure de l'alignement par diffraction. Un code de simulation a permis d'optimiser la conception des mires de mesure. De plus, la méthode de mesure adoptée a pu être validée expérimentalement.

Mots-clé : métrologie, lithographie, double patterning, scattérométrie, dimension critique, alignement.

Improvement of dimensional and alignment control methods for the double patterning lithography process for the 14 nm technology.

Abstract In microelectronics, the increase of component density is the main solution to improve circuit performance. The size of the patterns defined by lithography is reduced at each change of technology node. From the 14 nm node, optical lithography is facing the resolution limit for metal levels. In order to overcome this hurdle, metal levels are designed in two successive steps of patterning, which is composed of lithography followed by etching. This double patterning technique requires an appropriate metrology since overlay between the two steps and critical dimensions are directly linked. The developed method is based on scatterometry and overlay measurement by diffraction. Using a simulation code, the measurement targets have been designed optimally. Then the adopted method has been validated experimentally.

Keywords: metrology, lithography, double patterning, scatterometry, critical dimension, overlay.